

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

**ASPECTOS NÃO-PERTURBATIVOS DA QCD  
NA PRODUÇÃO DE HÁDRONS CHARMOSOS**

**Fernanda Gallinucci Garcia**

*Dissertação apresentada ao  
Instituto de Física da  
Universidade de São Paulo  
para a obtenção do título de  
Mestre em Ciências*

Orientador: **Prof. Dr. Carlos O. Escobar**

Banca examinadora:

*Prof. Dr. Carlos O. Escobar* (IFUSP)

*Prof.<sup>a</sup>. Dr.<sup>a</sup>. Frederique Grassi* (IFUSP)

*Prof.<sup>a</sup>. Dr.<sup>a</sup>. Sandra Padula* (IFT-UNESP)

São Paulo

1995

Dedico esta tese  
aos meus verdadeiros amigos  
que estão em algum lugar...

# Agradecimentos

Quero aproveitar a oportunidade e deixar marcado aqui o meu agradecimento e carinho a todos àqueles que, de uma forma ou outra, estiveram ao meu lado dando apoio e coragem para continuar o meu caminho.

Agradeço ao Professor Doutor Carlos Ourivio Escobar pela grande paciência comigo, explicando milhares de vezes as mesmas coisas até que elas fossem assimiladas completamente, pela invejável dedicação a este trabalho e também a mim, ajudando sempre que foi necessário, acalmando-me nos momentos mais críticos, auxiliando nas horas mais difíceis com palavras de motivação e conforto, dando-me força e garra para continuar o árduo trabalho do aprendizado da Ciência.

Agradeço ao meu pai, Valter, e a minha florzinha, Rosa, por eles serem maravilhosos; por eles terem respeitado a minha decisão ao escolher a profissão de Física, motivando, vibrando e chorando comigo nos momentos mais difíceis da minha caminhada, dando apoio (tanto moral, quanto financeiro, como não podia deixar de ser...) para que eu conseguisse realizar o meu grande sonho.

Agradeço à minha adorada irmã, Flavia, orgulho da minha vida, por sempre se mostrar forte e decidida, encorajando-me e energizando-me em todos os poucos finais de semana que nos encontrávamos e passávamos juntas e pelos vários remédinhos receitados quando eu ficava nervosa com provas.

Agradeço àquelas pessoas que sempre me motivaram, mesmo sem entender nada do meu trabalho, como a família Marote (Sr. Fernando, Da. Beatriz, Adriana, Cláudia e Fernando (Fefo), que ajudou-me bastante durante todo o meu caminho; Adriana (Adri), por sempre ter-se mostrado muito prestativa e amiga nos momentos que eu mais precisava, contagiando-me com a sua alegria e segurança, empurrando-me para frente sempre que eu passava por momentos difíceis; Luis Monteiro, pelas inúmeras mensagens de otimismo e engraçadas que trocávamos pelo terminal; Luis Gustavo um grande amigo por quem tenho um carinho muito especial; Eduardo, que ajudou-me nos problemas do PAW e em alguns outros em computação; Mauro (Bebé), pelas dicas sobre as bibliotecas do IMSL; Marcos (Quim) pelas grandes conversas jogadas fora e as muitas risadas que demos juntos; Jun, pela companhia e ajuda nas figuras de última hora para os encontros de Angra; Roberto Meigikos, pelos grandes conselhos e apoio

nas horas de decisão.

Agradeço as pessoas que sempre estiveram me ajudando e que me aguentaram perturbando por vários dias, seja aqui mesmo, como o caso da Thais, que eu acredito que sofreu mais de perto, embora também estivesse na mesma situação que a minha, ou seja, final de tese, sempre esteve disposta a me ajudar a resolver problemas de programação com muito entusiasmo e dedicação. Uma grande pessoa, que eu espero que possa se tornar uma grande amiga também num futuro próximo; e ao meu amigo Renato, que mesmo estando nos EUA, sempre se lembrou de mim e me ajudava nos relatórios e na tese com os benditos problemas no LaTeX. Duas magníficas pessoas que quero deixar meu abraço e carinho em especial.

Agradeço a todos os administradores, funcionários, técnicos e faxineiros do Instituto de Física da Universidade de São Paulo com quem tive contato, sempre preocupados, cada um na sua função, em fazer com que este Instituto seja um dos melhores Institutos de Física do Brasil.

Agradeço também, embora por último mas não menos importante, à FAPESP pela ajuda financeira concedida neste período, sempre com grande seriedade e competência.

# Resumo

A produção *soft* de multipartículas é uma característica dominante em colisões hadrônicas a altas energias. Poder-se-ia, em princípio, estudá-la via QCD, que é a teoria aceita para as interações fortes. Entretanto, não é possível descrever o espectro inclusivo de vários bárions e mésons, pois a produção de partículas hadrônicas *soft* a altas energias ocorre a baixo  $p_T$ , onde as expansões perturbativas da QCD através da constante de acoplamento forte não podem ser aplicadas. Sendo assim, deve-se ir ao domínio da QCD não-perturbativa, onde expansões a grandes  $N$  ( $N$  é o número de cores ou de sabores) da QCD fornece uma classificação topológica de diagramas. Esta expansão topológica, junto com princípios teóricos aceitos atualmente, como dualidade, unitariedade, comportamento de Regge e estrutura partônica dos hádrons, fornece as bases do modelo *quark gluon string model - QGSM*. Este modelo tem-se mostrado completo em descrever a fenomenologia dos processos *soft*. Aqui, nesta tese, descrevemos as idéias básicas deste modelo e utilizamos da sua estrutura para estudar a produção de bárions charmosos.

# Abstract

Soft multiparticle production is a dominant feature of most events in high energy hadronic collisions. It can be studied, in principle, through QCD, that is the theory accepted for strong interactions. However, it is not possible to calculate the inclusive spectra of several baryons and mesons, because most of the production of hadronic particles in high energies occurs at low  $p_T$ , where perturbative QCD expansions in the strong coupling constant are not applicable. So, we must go to a non-perturbative QCD domain, where the large  $N$  ( $N$  is the colors or flavors numbers) expansions of QCD provide a topological classification of diagrams. This topological expansion, when supplemented with generally accepted theoretical principles like duality, unitarity, Regge behavior and parton structure of hadrons, provides the basis of the quark gluon string model - QGSM. This model provides a complete phenomenological description of soft processes. Here, in this thesis, we present the basic ideas of the model and its use to make a study of heavy quark production with special attention to the  $c$  quark.

# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Modelo de String Quark-Gluon</b>	<b>7</b>
2.1	Teoria de Regge . . . . .	7
2.1.1	Pomeron . . . . .	13
2.2	Idéias Teóricas do Modelo . . . . .	16
2.2.1	Secções de Choque . . . . .	17
2.2.2	Distribuição de Momento nos Hádrons Secundários . . . . .	21
2.3	Regras de Contagem . . . . .	24
2.3.1	Mésons . . . . .	26
2.3.2	Bárions . . . . .	27
2.4	Teoria de Regge . . . . .	30
2.4.1	Pomeron . . . . .	35
2.5	Regras de Contagem . . . . .	39
2.5.1	Mésons . . . . .	41
2.5.2	Bárions . . . . .	42
<b>3</b>	<b>Produção de Charme no QGSM</b>	<b>45</b>
3.1	Breve Discussão sobre Métodos de Programação e Análise . . . . .	46
3.2	Descrição de Mésons Charmosos . . . . .	48
3.3	Descrição de Bárions Charmosos . . . . .	52
3.4	Previsão para o LHC . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Conclusão</b>	<b>57</b>
<b>A</b>	<b>Teorema Ótico</b>	<b>59</b>

<b>B</b>	<b>Funções de Fragmentação e de Distribuição</b>	<b>63</b>
B.1	Funções de distribuição dos quarks e diquarks no alvo e no projétil . . .	64
B.2	Funções de fragmentação dos quarks e diquarks em hádrons charmosos	66

# Lista de Figuras

2.1	<i>Espalhamento próton-neutron a pequenos ângulos, mostrando (a) estrutura de troca de parton e (b) o equivalente, mas de forma mais usual, troca na trajetória de Regge, <math>\alpha_i(t)</math> com <math>i = \pi, \rho, A_2, \dots</math></i>	9
2.2	<i>Trajetoária de Regge - partículas de spin <math>\alpha</math> contra suas massas ao quadrado.</i>	12
2.3	<i>Seções de choque total</i>	13
2.4	<i>Trajetoária de Pomeron com candidatos de glueball do experimento WA91.</i>	15
2.5	<i>Gráficos cilíndricos (a) e planares (b) para um espalhamento <math>\pi^-p</math> e <math>p\bar{p}</math>.</i>	16
2.6	<i>Previsão do modelo para distribuição de multiplicidade e comparação com os dados experimentais do grupo UA5. A curva contínua representa a primeira divisão; a curva pontilhada a segunda divisão</i>	21
2.7	<i>Fragmentação via troca de glúon</i>	25
2.8	<i>Ilustração dos mecanismos de produção (a) central e (b) fragmentação direta da partícula incidente</i>	29
2.9	<i>Espalhamento próton-neutron a pequenos ângulos, mostrando (a) estrutura de troca de parton e (b) o equivalente, mas de forma mais usual, troca na trajetória de Regge, <math>\alpha_i(t)</math> com <math>i = \pi, \rho, A_2, \dots</math></i>	31
2.10	<i>Trajetoária de Regge - partículas de spin <math>\alpha</math> contra suas massas ao quadrado.</i>	34
2.11	<i>Seções de choque total</i>	35
2.12	<i>Trajetoária de Pomeron com candidatos de glueball do experimento WA91.</i>	37
2.13	<i>Fragmentação via troca de glúon</i>	40
2.14	<i>Ilustração dos mecanismos de produção (a) central e (b) fragmentação direta da partícula incidente</i>	44
3.1	<i>Exemplo de um ajuste na escala linear e logaritmica para o sistema <math>\pi^-p \rightarrow D^\pm X</math>, na energia de 250 GeV</i>	47

3.2	<i>Espectro de mésons <math>D</math> oriundos da colisão <math>\pi^-p \rightarrow DX</math> a energia de 250 GeV no laboratório, com ajuste do tipo <math>a(1-x_F)^n</math> (a) <math>D^+</math>, (b) <math>D^-</math>, (c) <math>D^0</math> e (d) <math>\bar{D}^0</math> . . . . .</i>	48
3.3	<i>Espectro de mésons <math>D^\pm</math> oriundos da colisão <math>\pi^-p \rightarrow DX</math> a energia de 250 GeV no laboratório, com ajuste do tipo <math>a(1-x_F)^n</math>. Os dados experimentais são representados por cruces e os pontos calculados por losangos. . . . .</i>	49
3.4	<i>Espectro de mésons <math>D</math> oriundos da colisão <math>\pi^-p \rightarrow DX</math> a energia de 650 GeV no laboratório, com ajuste do tipo <math>a(1-x_F)^n</math> (a) <math>D^+</math>, (b) <math>D^-</math>, (c) <math>D^0</math> e (d) <math>\bar{D}^0</math> . . . . .</i>	50
3.5	<i>Espectro de mésons <math>D</math> oriundos da colisão <math>\Sigma^-p \rightarrow DX</math> a energia de 650 GeV no laboratório, com ajuste do tipo <math>a(1-x_F)^n</math> (a) <math>D^+</math>, (b) <math>D^-</math>, (c) <math>D^0</math> e (d) <math>\bar{D}^0</math> . . . . .</i>	51
3.6	<i>Espectro de bárions charmosos oriundos da colisão <math>\pi^-p</math> a energia de 650 GeV no laboratório, com ajuste do tipo <math>a(1-x_F)^n</math> (a) <math>\Lambda_c</math>, (b) <math>\Omega_c^0</math>, (c) <math>\Xi_c^+</math> e (d) <math>\Xi_c^0</math> . . . . .</i>	53
3.7	<i>Espectro de bárions charmosos oriundos da colisão <math>\Sigma^-p</math> a energia de 650 GeV no laboratório, com ajuste do tipo <math>a(1-x_F)^n</math> (a) <math>\Lambda_c</math>, (b) <math>\Omega_c^0</math>, (c) <math>\Xi_c^0</math> e (d) <math>\Xi_c^+</math> . . . . .</i>	54
3.8	<i>Espectro de mésons <math>D_s</math> oriundos da colisão <math>pp</math> a energia de 14 TeV no c.m., com ajuste do tipo <math>a(1-x_F)^n</math> . . . . .</i>	56
A.1	<i>Variáveis cinemáticas para <math>A + B \rightarrow C + X</math>, onde <math>X</math> representa todas as outras partículas produzidas. . . . .</i>	60
A.2	<i>Representação pictórica do teorema ótico, o qual relaciona a seção de choque total <math>AB</math> com a parte imaginária da amplitude de espalhamento elástica para frente do processo <math>AB</math> . . . . .</i>	62
A.3	<i>Representação pictórica do Teorema Ótico de Mueller . . . . .</i>	62

# Capítulo 1

## Introdução

Há vários motivos que podem ser apontados aqui para expressar a necessidade de se fazer uma experiência como a Fermilab E781. O principal objetivo desta experiência é o de se fazer um estudo sistemático de produção e decaimento de bárions charmosos. Não houve ainda nenhum experimento capaz de fornecer uma estatística de dados razoável para entender os mecanismos de decaimento de bárions charmosos. Há a necessidade de se obter um aumento de dados em termos de medidas de massa, tempo de vida, razões de ramificações, entre outras informações, que juntamente com o que já é conhecido no setor de mésons, permitirá determinar parâmetros fundamentais no Modelo Padrão e responder a uma série de questões ainda em aberto.

Neste experimento a questão é qual será a melhor porção do espaço de fase para se fazer a tomada de dados. Depois de analisar os dados existentes, decidiu-se que a melhor região seria a *tracking* a grande  $x$  Feynman, ou seja,  $x_F > 0.25$ . A decisão foi tomada por três motivos:

- a) Talvez o mais importante motivo é que pode haver física nova nesta região. Resultados de experimentos anteriores levam a crer que a produção de charme em distintas regiões de  $x_F$  seja regida por diferentes mecanismos, de forma que se espera encontrar física nova na região de grande  $x_F$ , podendo-se complementar, assim, os dados provenientes de outras fontes.
- b) A preferência para a produção à grande  $x_F$  ao invés da central

tem a ver com a dificuldade de determinar se um dado modo de decaimento contém subestruturas ressonantes de 2 corpos ou não.

- c) Um motivo experimental se encontra no caso de detetores. O uso de um único contador Čerenkov de limiar pode separar, num dado intervalo apropriado de momento, apenas  $\pi$ 's de  $(K, p)$ 's e, a não distinção entre  $K$ 's e  $p$ 's pode gerar, por sua vez, uma confusão entre eventos  $\Lambda_c^+$  e decaimentos mesônicos  $D$  ou  $D_s$ . Sendo assim, optou-se por utilizar, na E781, um *Ring Imaging Čerenkov Counter* (RICH). Este tipo de detetor Čerenkov é projetado para fornecer não apenas a informação se a luz está sendo emitida ou não, mas também o ângulo com relação à direção da partícula incidente com que é emitida tal luz, medindo-se o raio do anel de radiação. Desta medida obtém-se diretamente a velocidade  $\beta$  da partícula que, combinada com uma medida de momento, possibilita que se identifique sua massa.

Uma das razões que é limitante para este tipo de estudo é exatamente o pequeno tempo de vida que possuem estas partículas charmosas. Por ter um tempo de vida tão curto, tornou-se necessário procurá-las em experimentos que possam produzi-las através de feixes hadrônicos a altas energias, quando o tempo de vida destas partículas charmosas no laboratório aumenta algumas vezes.

Um dos objetivos dessa nova geração de experimentos<sup>1</sup> com feixes de  $\Sigma^-$  é o estudo de mésons e bárions charmosos.

O grupo de Altas Energias da Universidade de São Paulo, a qual faço parte, está engajada neste tipo de experiência, em particular, na Fermilab E781, conhecida por SELEX (Segmented Large X Baryon Spectrometer). Nesta experiência, os bárions charmosos serão produzidos na colisão de um feixe secundário negativo de  $650 GeV/c$ , oriundo da colisão dos prótons de  $800 GeV/c$  provenientes do TEVATRON do Fermilab, com um alvo nuclear. Este feixe secundário é composto em sua maior parte por  $\pi^-$  e  $\Sigma^-$ . Pretende-se estudar os bárions charmosos

---

<sup>1</sup>Como a WA89 no CERN e a FERMILAB (E781)

estáveis que se conhecem atualmente, ou seja,  $\Lambda_c^+$ ,  $\Omega_c^0$ ,  $\Xi_c^+$  e  $\Xi_c^0$  originadas basicamente na colisão deste dois feixes com próton.

A produção de quark pesado em interações hadrônicas pode ser tratada com teoria de perturbação quando a constante de acoplamento for pequena. Isto ocorre quando o momento transferido para a partícula é grande. Neste caso, encontramos na região da chamada **liberdade assintótica**, onde os quarks e glúons comportam-se como partículas livres e a teoria de perturbação padrão é adotada para calcular suas interações. Entretanto, a maior parte da seção de choque inclusiva para colisões hadrônicas a altas energias está na região de baixo  $p_t$  ( $p_t \leq 1\text{GeV}/c$ ), tendo, como consequência, uma constante de acoplamento forte alta, entrando no domínio da QCD não-perturbativa.

Uma motivação para este problema está no estudo da assimetria a grande  $x_F$  onde este efeito para produção de quark charmoso não é esperada em QCD. Um méson charmoso liderante é definido como aquele com uma fração de momento longitudinal  $x_F \geq 0$  cujo quark leve (ou antiquark) é do mesmo tipo de um dos quarks do feixe. Na WA89 com feixe de  $\pi^-$  ( $\bar{u}d$ ), a partícula  $D^-$  ( $\bar{c}d$ ) é liderante e  $D^+$  ( $c\bar{d}$ ) é não liderante. A assimetria é definida como

$$A \equiv \frac{\sigma(\textit{leading}) - \sigma(\textit{non - leading})}{\sigma(\textit{leading}) + \sigma(\textit{non - leading})} \quad (1.1)$$

e na WA89 foi achado um valor de  $A \sim 0.5$  para  $x_F \geq 0.6$ . Observando os dados analisados [1] nesta experiência, é nítida que a curva prevista pela QCD perturbativa está muito abaixo dos dados experimentais. É necessário ir ao domínio da QCD não-perturbativa ou considerar uma componente de charme intrínseco ou, quem sabe, uma combinação destes dois fatores.

Há um outro indício de partícula liderante que se encontra ao observar o espectro de mésons  $D$ . Nas condições da experiência WA89, no espectro de  $D^+$  há uma queda mais abrupta para alto  $x_F$  que no caso do espectro de  $D^-$  devido ao primeiro ser não-liderante e o último ser liderante.

Mais uma vez se confirma a necessidade de se construir modelos

não-perturbativos para descrever física hadrônica *soft*.

Logo, métodos não perturbativos devem ser adotados. Estes têm sido explorados, mostrando muitas características qualitativas da amplitude hadrônica, mas está longe de possibilitar cálculos quantitativos. Então, a melhor coisa a se fazer ao descrever física hadrônica *soft* é construir modelos que incorporam todas idéias teóricas disponíveis motivadas pelo estudo da QCD não perturbativa assim como propriedades gerais da matriz S.

Há uma grande variedade de modelos teóricos que são mais ou menos satisfatoriamente aplicados à descrição de hadroprodução de partículas charmosas. Estes modelos podem ser divididos em 3 grupos principais:

- QCD perturbativa e modelo a parton: [2, 3, 4] A princípio deveríamos esperar que já que os quarks  $c$  são pesados, poderia-se usar teoria de perturbação para descrever processos nos quais eles são produzidos. O uso de diagramas mais simples de teoria de perturbação em processos de fotoprodução e eletroprodução de charme, tem dado resultados satisfatórios na descrição de dados experimentais [5]. Entretanto, o uso de diagramas análogos para descrever a produção de partículas charmosas em interação hádron-hádron, não tem dado resultados positivos
- Monte Carlo - Lund string model [6, 7]
- Unitarização topológica dual: [8, 9] Aqui se encontra o modelo chamado Quark Gluon String Model (QGSM) desenvolvido no ITEP. [10, 11]

Há ainda outros modelos, como o proposto por Brodsky *et.al* [12] que diz que em um hádron rápido há uma componente da função de onda que contém pares de  $c\bar{c}$  e leva, através da interação dos hádrons, a produzir partículas charmosas. É o chamado charme intrínscico. Mas, esta quantidade de charme intrínscico dentro do próton não concorda com os dados de eletroprodução. Há também outros modelos [13] que mais ou menos utilizam das idéias de QCD não-perturbativa. Infelizmente, a maioria deles não possuem capacidade de previsão suficiente

para sobreviver e explicar os dados experimentais. O uso de modelos perturbativos da QCD para cálculo de espectro de partícula charmosa leva a uma sistemática subestimação destes espectros na região de fragmentação ( $x_F > 0.5$ ). As diferentes variações no modelo de Monte Carlo, a qual produz uma razoável descrição do espectro de  $\Lambda_c$  a energias intermediárias, falha quando aplicadas a energias mais altas. [14]

Por esta razão, escolhemos para este trabalho o modelo baseado nas idéias do Quark Gluon String Model, já que o mesmo teve muito sucesso ao descrever várias características de produção de multipartículas, incluindo até mesmo espectros de partículas secundárias em colisões hádron-hádron tanto para hádrons leves [11] e hádrons charmosos [15].

Assim, espera-se que com a Fermilab E781 possamos ser capazes de estudar como a produção de bárions se comporta quando mudamos de um feixe de mésons para um feixe de híperons; estudar o efeito de partícula liderante e, o mais importante, obter dados de qualidade para que seja possível ter impacto nesta área, e selecionar os modelos que tentam explicar este fenômeno.

Todos estes fatores em conjunto estimularam este trabalho que será apresentado a seguir com a seguinte organização: no capítulo 2 será apresentado o modelo em detalhes; como é calculada a seção de choque dentro desta concepção; as funções de distribuição e de fragmentação para os 8 processos pretendidos que serão os seguintes:

- $\pi^- + p \rightarrow \Lambda_c^+ + X$
- $\pi^- + p \rightarrow \Omega_c^0 + X$
- $\pi^- + p \rightarrow \Xi_c^+ + X$
- $\pi^- + p \rightarrow \Xi_c^0 + X$
- $\Sigma^- + p \rightarrow \Lambda_c^+ + X$
- $\Sigma^- + p \rightarrow \Omega_c^0 + X$
- $\Sigma^- + p \rightarrow \Xi_c^+ + X$
- $\Sigma^- + p \rightarrow \Xi_c^0 + X$

No capítulo 3 será mostrado a produção de charme dentro dos conceitos do QGSM, as previsões obtidas e as que podem ser comparadas, com dados experimentais de outras experiências e discutiremos o assunto de partícula liderante. Aproveitamos para mostrar também neste capítulo, prótons no LHC com a reação  $pp \rightarrow D_s X$  a uma energia de  $7 TeV$ . Por fim, no capítulo 4 discutiremos os resultados e as conclusões chegadas com este estudo de bárions charmosos assim como as expectativas para o futuro.

# Capítulo 2

## Modelo de String Quark-Gluon

A produção múltipla de hádrons a altas energias é vista como resultado da criação e quebra de strings quark-glúon em colisões hádron-hádron. Este modelo, *Quark Gluon String Model*, desenvolvido recentemente no ITEP, utiliza a idéia de expansões a grande  $N$  ( $N$  pode ser ou o número de cores ou de sabores) da QCD que fornece uma classificação topológica de diagramas e um caráter totalmente não-perturbativo. Esta expansão topológica, quando implementada com princípios teóricos aceitos tais como unitariedade, dualidade, comportamento de Regge e estrutura partônica dos hádrons, fornece as bases para o modelo que iremos descrever em detalhes neste capítulo, começando com uma descrição introdutória sobre a Teoria de Regge.

### 2.1 Teoria de Regge

Nos anos 60, a maioria dos físicos de altas energias dedicaram-se à chamada teoria de Regge, onde conseguiram, com sucesso, descrever uma grande quantidade de dados de espalhamento hadrônico. Com isto, esta teoria foi aceita com grande confiabilidade pela comunidade científica. Nesta seção explicaremos a teoria de Regge de uma forma simplificada e ressaltaremos os aspectos mais importantes que estão ligados

ao modelo em estudo.

Em linhas gerais, a teoria de Regge descreve forças em termos de trocas de partículas conhecidas e, também, de Pomerons<sup>1</sup>. Há dois tipos de Pomerons:

**Soft Pomeron:** que é não-perturbativo e, sendo assim, é muito difícil de identificá-lo pela QCD, mas suas propriedades são conhecidas através dos dados experimentais.

**Hard Pomeron:** é descrito por equações perturbativas da QCD e é sustentada por poucos dados experimentais.

A teoria de Regge tem uma base matemática muito complicada que envolve a teoria do momento angular complexo [22]. Felizmente, não é necessário dominar esta parte da matemática para entender a teoria.

É conhecido que a interação forte parece-se muito com a QED em termos da interação básica, ou seja, troca de glúons sem massa entre os quarks coloridos é parecido com a troca de fótons sem massa entre elétrons carregados. A diferença principal é que glúons carregam cor e, por isso, acoplam-se uns aos outros, enquanto que os fótons não carregam carga. Uma característica essencial da constante de acoplamento forte,  $\alpha_s$ , é que esta cai com o logaritmo ao quadrado do momento transferido ( $\alpha_s \approx 1/\log Q^2$ ), ou seja, quanto menor o momento transferido, maior a constante, estando na região em que os quarks e glúons coloridos estão fortemente ligados em clusters brancos.

Pelo princípio da incerteza, o alcance de uma partícula trocada de massa  $m$  é dada por  $r = \hbar/mc$  e então, o alcance maior fornecido por um processo de espalhamento próton-neutron, por exemplo, é dado pela troca de um objeto composto, leve, sem cor, que pode ser feito de quarks e glúons (figura 2.9). A princípio, Yukawa sugeriu, em 1935, que poderia ser o pión o candidato a este papel. Mas, é claro, que necessariamente não é privilégio do pión, ou seja, pode ser trocado qualquer estado de méson massivo. Estes estados mais pesados resultam numa força de alcance curto. Isto parcialmente explica o porquê que a

---

<sup>1</sup>Explicaremos o que é um Pomeron em breve.

Figura 2.1: *Espalhamento próton-neutron a pequenos ângulos, mostrando (a) estrutura de troca de parton e (b) o equivalente, mas de forma mais usual, troca na trajetória de Regge,  $\alpha_i(t)$  com  $i = \pi, \rho, A_2, \dots$*

parte de alcance curto da força nuclear é tão complicada - há muitos mésons massivos que podem ser trocados. Sendo assim, se estivermos interessados em espalhamentos hadrônicos a altas energias, estaremos forçados a levar em conta a troca de todas estas partículas juntas. A maneira de se fazer isto foi descoberta por Regge em 1959.

Para um processo do tipo  $AB \rightarrow CD$ , onde  $s$  é o quadrado da energia no centro de massa enquanto que  $t$  é o quadrado do quadri-momento transferido <sup>2</sup>, quando há uma troca de partícula no canal  $t$ , podemos através do *crossing*, <sup>3</sup> que significa processos onde podemos trocar a partícula por sua antipartícula preservando os números quânticos do sistema inicial, relacionar esta amplitude com a do processo  $A\bar{C} \rightarrow \bar{B}D$ , que envolve um pólo no canal  $s$  ( $s \leftrightarrow t$ ). A representação da amplitude de espalhamento é dada por um pólo no canal  $t$  do tipo

$$A(s, t) \sim \frac{1}{m_x^2 - t}. \quad (2.1)$$

onde  $x$  pode significar qualquer partícula. Quando  $x$  for o pión, enfrentamos um problema que é o fato dele ter uma massa muito pequena na escala hadrônica ( $\sim 140 \text{ MeV}$ ), então devemos incluir as outras partículas, tais como,  $\rho, w, feA_2$ . Uma outra dificuldade é que a

---

<sup>2</sup>Veja apêndice A onde estas variáveis cinemáticas estão definidas

<sup>3</sup>Uma reação é dita *crossing* quando mantém as amplitudes invariantes, mudando apenas o sinal do quadri-momento. Nota-se que é uma condição puramente matemática, já que dizer que um quadri-momento é negativo implica em dizer que a energia é negativa!

equação 2.47 é uma aproximação para a onda  $S$  no canal  $t$ , restando portanto saber onde estão as contribuições do momento angular mais elevados.

Uma forma convencional de contornar este problema foi proposta por Sommerfeld-Watson [23]<sup>4</sup> (em espalhamento de luz). Entretanto, este método necessita de uma discussão aprofundada sobre funções analíticas que queremos evitar por desviar dos nossos propósitos<sup>5</sup>

Então, para satisfazer as nossas necessidades, vamos achar suficiente que todas as partículas fiquem dispostas numa trajetória linear do tipo

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t \quad (2.2)$$

tal que  $\alpha(t)$  possa ter a liberdade de adquirir valores inteiros de  $l$  para  $t = m_l^2 (l = 0, 1, 2, \dots)$ . Esta observação foi primeiro enfatizada por Chew e Frantschi e tem as seguintes propriedades:

1. Todos os hádrons numa trajetória tem o mesmo isospin ( $I$ ), número bariônico ( $B$ ) e spin ( $S$ ).
2. As trajetórias parecem ser, a princípio, linhas retas. Suas inclinações variam um pouco, mas um valor convencional que é frequentemente usado é

$$\frac{dRe(\alpha)}{ds} \sim 1 GeV^{-2}$$

Notamos que estas trajetórias em linhas retas significam que as massas aumentam com o quadrado em relação ao spin intrínscio.

3. Pelas trajetórias determinadas experimentalmente, as partículas aparentam ter seus valores de spin diferindo por 2 unidades e nunca por 1 apenas.

Nestas condições, a troca de todas as partículas associadas com  $\alpha(t)$  resulta, para alguma amplitude de espalhamento elástica, a um com-

---

<sup>4</sup>Aos leitores que desejam se aprofundar mais no assunto, recomendo o livro do Collins(1977)

<sup>5</sup>Novamente recomendamos o livro do Collins(1977) onde esta dedução está feita de uma forma bem detalhada.

portamento a alta energia no centro de massa  $\sqrt{s}$  da seguinte forma

$$A(s, t) \simeq \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \frac{\beta(t)}{l - \alpha(t)} P_l(\cos\theta) \quad (2.3)$$

Agora, fazendo o estudo para o limite em que  $s \gg t$  e lembrando o que foi explicado a poucos instantes atrás sobre *crossing*, olhando no canal  $t$  e usando<sup>6</sup> a forma  $P_l(\cos\theta) \rightarrow (\cos\theta)^l$ , quando  $\cos(\theta) \rightarrow \infty$ , obter então

$$A(s, t) \stackrel{s \rightarrow \infty}{\sim} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{\beta(t)(\cos\theta)^l}{l - \alpha(t)} \sim \beta(t)(\cos\theta)^{\alpha(t)} \sim \beta(t)s^{\alpha(t)} \quad (2.4)$$

ou ainda,

$$A(s, t) \sim \beta(t)s^{\alpha(t)} \xi_{\alpha(t)} \quad (2.5)$$

onde  $\beta(t)$  é uma função real desconhecida, enquanto

$$\xi_{\alpha(t)} = \begin{cases} e^{\frac{-1}{2i\pi\alpha(t)}} & C=1 \\ ie^{\frac{-1}{2i\pi\alpha(t)}} & C=-1 \end{cases} \quad (2.6)$$

onde  $C$  é a paridade  $C$  da partícula trocada. Logo, a trajetória de Regge  $\alpha(t)$  determina tanto a potência de  $s$  como a fase da amplitude.

Esta equação representa um comportamento característico da amplitude de espalhamento como função de  $s$  para um  $t$  fixo na troca de partículas de Regge. Esta prevê que para um processo de dois corpos

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{s^2} |A(s, t)|^2 \sim F(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha(t)-2} \quad (2.7)$$

e ainda

$$\sigma_{12}^{tot}(s) \sim \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(0)-1} \quad (2.8)$$

onde tanto a seção de choque diferencial e a total tem um comportamento simples de potência.

Esta previsão da Teoria de Regge deveria valer para  $s \gg s_0$ , onde  $s_0$  é o fator de escala. Obviamente se  $s_0$  fosse muito grande esta previsão não poderia ser testada. Nós não podemos deduzir qual seria o valor

---

<sup>6</sup>Lembrando que  $z = \cos(\theta) = 1 + \frac{2t}{s-4m^2}$ , vemos que  $|t| \rightarrow \infty$  para  $s$  fixo, implica  $z \rightarrow \infty$ . O *crossing* é usado para posteriormente passar para o canal  $s$ , obtendo 2.5

Figura 2.2: *Trajectoria de Regge - partículas de spin  $\alpha$  contra suas massas ao quadrado.*

de  $s_0$ , mas empiricamente parece ser  $\sim 1\text{GeV}^2$  que fica consistente com a escala hadrônica de massa e então a Teoria de Regge funciona bem para a região  $s > 10\text{GeV}^2$  ou  $p_L > 5\text{GeV}$  para um alvo de próton, isto é, para todas energias acima da região de ressonância.

A figura 2.10 mostra a trajetória de Regge dos spins para as partículas  $\rho, w, f_2, a_2$  e suas excitações contra a massa ao quadrado. A trajetória é descrita pela seguinte equação linear

$$\alpha(t) = 0.55 + 0.86t \quad (2.9)$$

Quando é extrapolada para valores negativos de  $t$ , então  $t$  representa a variável de transferência de momento ao quadrado.

Ainda precisamos descrever a potência correta que dê conta do crescimento significativo que se encontra nos dados para seção de choque total a grandes  $s$  (Figura 2.11). A trajetória de Regge que contribue para este crescimento é a do **Pomeron** ( $\alpha(0) = 1$ ). Vale a pena fazer uma pausa aqui e detalhar um pouco o que é este objeto e como é a sua estrutura física.

Figura 2.3: *Seções de choque total*

### 2.1.1 Pomeron

O comportamento assintótico a altas energias implica que a seção de choque total pode ser conectada com os valores da trajetória de Regge para  $t = 0$ . Nós já sabemos, do apêndice A, que a seção de choque total está ligada com a parte imaginária da amplitude de espalhamento elástica através do Teorema Ótico

$$\sigma_T = \frac{8\pi \text{Im}f(s, 0)}{\sqrt{s}} \quad (2.10)$$

A amplitude  $A(s, t)$  de espalhamento está relacionada com a amplitude convencional  $f(s, t)$  por  $A(s, t) = \sqrt{s}f(s, t)$ , então

$$\sigma_T = \frac{8\pi \text{Im}A(s, 0)}{s} \quad (2.11)$$

Agora, dos pólos de Regge, podemos escrever a expressão para  $\text{Im}A(s, 0)$ . Para  $t$  negativo, a trajetória  $\alpha(t)$  e o resíduo  $\beta(t)$  devem ser reais, então a parte imaginária é descrita unicamente pelo coeficiente  $1 + \xi e^{i\pi\alpha(y)}$  e

para a seção de choque obtemos

$$\sigma_T \simeq const \sum_n \xi \beta(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_n(0)-1} \quad (2.12)$$

que é o mesmo resultado obtido na outra seção. Agora, do Teorema de Froissart <sup>7</sup> temos que  $\alpha_n(0) \leq 1$  e se a seção de choque total tende a valores constantes, então  $\alpha_P(0) = 1$  dando surgimento, portanto, a uma nova trajetória chamada **Pomeron, P**. Desde que este comportamento parece ser independente do sabor do hádron (e então da sua estrutura de quark) e desde que todas as trajetórias conhecidas envolvendo troca de quark têm  $\alpha_R(0) \leq 1/2$ , supõe-se que o  $P$  representa troca de glúons.

Num espalhamento entre dois hádrons, que são singletos de cor, devido a aproximação entre eles, um glúon colorido pode ser trocado. Como resultado, cada cluster hadrônico torna-se um octeto e, como a tendência entre eles é de se afastarem mutuamente, as linhas de cor da força que os conectam começam a se esticar. Apenas pela troca de um outro glúon que o cluster pode voltar a se tornar sem cor, podendo desta forma se separar. Então, o diagrama fundamental para amplitude de espalhamento elástico deve ser a troca de dois glúon.

Inserindo glúons e/ou pares de  $q\bar{q}$  para se formar as escadas, podemos esperar a produção de trajetórias de Pomeron, talvez com  $\alpha(0) \geq 1$ . A troca de quarks nas escadas resultam em trajetórias de Regge.

Os hádrons no estado final não precisam ser necessariamente idênticos aos incidentes. A troca de glúons pode resultar em excitação dos quarks, então as partículas que saem podem ter o mesmo conteúdo de sabor, mas maior massa e também, possivelmente, maior momento angular. Isto é conhecido como **excitação difrativa**.

Desta forma, o mecanismo dominante em espalhamento hadrônico a alta energia não é a troca de quarks (que resulta na trajetória de Regge com  $\alpha_R(0) \leq 1$ ) mas sim a troca de glúons, que se identifica com o Pomeron.

Uma grande incógnita ainda hoje é saber quais são os hádrons que

---

<sup>7</sup>Explicaremos este teorema na próxima seção. Para nosso propósito, no momento, apenas o resultado interessa.

Figura 2.4: Trajetória de Pomeron com candidatos de glueball do experimento WA91.

se situam na trajetória do Pomeron e que constituem o conjunto de partículas trocadas quando dizemos que há a troca de um Pomeron. Previsões teóricas sugerem que neste caso, as partículas correspondentes sejam *glueballs*. Os dados experimentais são bem ajustados supondo que a trajetória  $\alpha(t)$  para a troca de pomeron é linear, da mesma forma que  $\rho, f, w, a$

$$\alpha(t) = 1 + \epsilon_0 + \alpha' t \quad (2.13)$$

$$\epsilon_0 = 0.086 \quad (2.14)$$

Embora a inclinação da trajetória, mostrada na figura 2.12, para  $\rho, f, w, a$  seja perto de  $1 \text{ GeV}^{-2}$ , para o pomeron ela é muito menor  $\alpha' = 0.25 \text{ GeV}^{-2}$

Há uma boa evidência experimental para a existência do Pomeron, no caso, um *soft* Pomeron: não-perturbativo, tem  $\epsilon$  perto de 0.08 e tem sido estudado por mais de 3 décadas. Recentemente, os dados do HERA para comportamento a baixo  $x_F$  tem mostrado evidência do *hard* Pomeron, que é perturbativo e parece ter um valor de  $\epsilon$  muito mais alto (até maior que 0.5) [24]

Figura 2.5: Gráficos cilíndricos (a) e planares (b) para um espalhamento  $\pi^- p$  e  $p\bar{p}$ .

## 2.2 Idéias Teóricas do Modelo

Este modelo *Quark String Model*<sup>8</sup> é proposto para a produção de hádrons com pequeno momento transversal,  $p_t$ , a altas energias. É baseado na produção, em colisões hadrônicas, de strings quark-glúon correspondendo ao Pomeron supercrítico ( $\alpha_P(0) > 1$ ).

A teoria de quark-glúon das interações fortes baseada na expansão  $1/N_F$  da cromodinâmica quântica e do modelo de string leva a um grande entendimento da interação dos hádrons a grandes distâncias, onde a teoria de perturbação não é aplicada.

Na abordagem baseada na expansão  $1/N_f$ , o pólo de Pomeranchuk<sup>9</sup> é descrito por gráficos do tipo cilíndrico, mostrados na figura 2.5(a), e os Reggeons secundários ( $\rho, f, w, A_2, K^*$ ) por gráficos planares, figura 2.5(b). A seguir, descreveremos as principais características destes gráficos.

(a) **Gráficos planares:** o processo de interação envolve a aniquilação dos quarks de valência dos hádrons que colidem e uma configuração do tipo tubo de cor (um *string*  $q\bar{q}$ ) aparece. A quebra deste *string* leva a criação dos hádrons brancos.

(b) **Gráficos cilíndricos:** os hádrons iniciais trocam um ou mais glúons. Como resultado, uma troca de carga de cor surge e os quarks de

---

<sup>8</sup>Por simplicidade, sempre que precisarmos nos referir ao modelo utilizaremos da sigla QGSM

<sup>9</sup>Da mesma forma que há pólos de Regge no caso de processos de troca de quarks, há os pólos de Pomeron, ou como descrito acima, Pomeranchuk por querer se referir ao físico Pomeranchuk

valência dos hádrons, que estão num estado branco, são ligados a *string* quark-glúon. Quando quark são emitidos, estes *strings* são quebrados e resultam em chuveiros de hádrons.

Os parâmetros da trajetória de Pomeranchuk, equação 2.59,  $\alpha_P(0) = 1 + \epsilon$  e  $\alpha'_P(0)$  são determinados pela dinâmica do glúon e interações entre os quarks, ou seja, pela contribuição de todos os diagramas. Como a soma de todos estes gráficos não pode ser resolvida teoricamente, então escolhemos os parâmetros com base na análise dos dados experimentais [16].

É bem conhecido que em colisões a altas energias, o processo se torna mais complicado, pois há troca de não apenas um Pomeron, mas vários no canal  $t$ . A adição destes processos é especialmente importante no caso do Pomeron supercrítico, quando  $\Delta > 0$ , onde  $\Delta$  é o desvio da trajetória do Pomeron do valor canônico do intercepto, que já sabemos ser 1, pois a contribuição do Pomeron para a secção de choque cresce com a energia da forma

$$\left(\frac{s}{s_0}\right)^\Delta = e^{\xi\Delta}[\xi = \ln(s/s_0)], \quad (2.15)$$

enquanto que para n-Pomerons ela cresce mais rapidamente, com  $\sim e^{n\xi\Delta}$ . Processos com multipomerons correspondem a termos sucessivos da expansão em potências de  $1/N_f$  e crescem porque os hádrons incidentes contêm, além dos quarks de valência, objetos coloridos adicionais - pares de  $q\bar{q}$  e glúons.

### 2.2.1 Secções de Choque

Processos com a produção de  $n$  chuveiros de Pomerons correspondem a gráficos com  $n$  Pomerons cortados. Cortar um Pomeron significa tomar a parte imaginária da amplitude de espalhamento para frente (Teorema Ótico). Recomendamos ver apêndice A, onde explicamos as idéias básicas do teorema neste contexto.

Assim sendo, as secções de choque para produção de  $n$  chuveiros de Pomeron,  $\sigma_n$ , são determinadas de acordo com as regras de Abramovskii-

Gribov-Kancheli [17] pelas contribuições da parte imaginária da amplitude de espalhamento elástico proveniente de gráficos contendo  $k$  Pomerons. Então, na aproximação quasi-eikonal, a seção de choque,  $\sigma_n$ , tem uma forma aparentemente simples, a qual fornece uma boa descrição dos dados experimentais [18] no que diz respeito ao crescimento da seção de choque total  $\sigma^{tot}$  e na  $d\sigma^{el}/dt$ , possuindo a seguinte forma [19]

$$\sigma_n = \frac{\sigma_P}{nz} \left(1 - e^{-z} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{z^k}{k!}\right), \quad (2.16)$$

onde

$$\sigma_P = 8\pi\gamma e^{\zeta\Delta}, \quad (2.17)$$

é a contribuição do Pomeron super crítico para a seção de choque total;

$$\zeta = \ln(s/1GeV^2), \quad (2.18)$$

é a escala de energia;

$$z = \frac{2C\gamma}{R^2 + \alpha'_P\zeta} e^{\zeta\Delta}. \quad (2.19)$$

mede os possíveis re-espalhamentos mediados por Pomerons;  $C$  mede o desvio da aproximação *eikonal*,  $\Delta = \alpha'_P(0) - 1$  é o desvio da trajetória do Pomeron do valor canônico do intercepto, 1 e  $R^2$  e  $\gamma$  representam o acoplamento do Pomeron com o hádron, sendo que  $R$  dá uma medida do raio de interação Pomeron-hádron.

Os valores dos parâmetros livres são obtidos experimentalmente e são mostrados nas tabelas que se encontram no apêndice B, assim como os valores das funções 2.17, 2.18, 2.19 para cada energia em estudo.

A função  $\sigma_n$  depende de uma função gama incompleta. Reescrevendo a função 2.16 da seção de choque em termos destas funções  $\Gamma$ , teremos

$$e^{-z} \sum_{k=0}^n \frac{z^k}{k!} = \frac{\alpha_n(z)}{n!} z^{n+1} \quad (2.20)$$

Portanto, mudando os limites da somatória,

$$e^{-z} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{z^k}{k!} = \frac{\alpha_{n-1}(z)}{(n-1)!} z^n \quad (2.21)$$

$$\sigma_n = \frac{\sigma_P}{nz} \left(1 - \frac{\alpha_{n-1}(z)}{(n-1)!} z^n\right) \quad (2.22)$$

onde, identificando a função  $\alpha_{n-1}(z)$  como sendo

$$\alpha_n(z) = \int_1^\infty t^n e^{-zt} dt \quad (2.23)$$

$$\alpha_n(z) = z^{-n-1} \Gamma(n+1, z) \quad (2.24)$$

Logo, substituindo-a na equação 2.22

$$\sigma_n = \frac{\sigma_P}{nz} \left(1 - \frac{\Gamma(n, z)}{(n-1)!}\right) \quad (2.25)$$

onde esta função  $\Gamma(n, z)$  é uma  $\Gamma$  incompleta e é dada por

$$\Gamma(n, z) = \int_z^\infty e^{-t} t^{n-1} dt \quad (2.26)$$

Assim, a função 2.25 foi utilizada, junto com uma outra equação que iremos mostrar a seguir, para se fazer os cálculos que serão apresentados no próximo capítulo.

A secção de choque total,  $\sigma^{tot}$ , para a interação dos hádrons incidentes é a soma das secções de choque  $\sigma_n$  para a produção de um determinado número de chuveiros de Pomeron

$$\sigma^{tot}(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_n(\xi) = \sigma_P f(z/2), \quad (2.27)$$

onde a expressão de  $\sigma_P$  foi mostrada na equação 2.17 e  $f(z)$  é dada por

$$f(z) = \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{(-z)^{\nu-1}}{\nu \nu!} \quad (2.28)$$

Para o caso de  $\xi \rightarrow \infty$ , quando  $z \gg 1$  e  $f(z/2) \simeq \ln(\gamma_E z/2)/(z/2)$ , onde  $\gamma_E = 0.557$  é a constante de Euler, a secção de choque total de interação cresce com o  $\ln^2(s/s_0)$

$$\sigma^{tot} \approx \frac{8\pi}{C} (\alpha'_P \xi + R^2) (\xi \Delta + \ln \frac{C \gamma_P \gamma_E}{R^2 + \alpha'_P \xi}) \approx \frac{8\pi \alpha'_P \Delta}{C} \xi^2, \quad (2.29)$$

isto é, entra no regime de Froissart. Resultados experimentais parecem

sugerir que a secção de choque total tende a valores constantes para alta energia, então um aumento ou decréscimo logaritmico claramente seria difícil de detetar.

As secções de choque inclusivas para a produção de hádrons e a distribuição na multiplicidade  $N$ , isto é a secção de choque  $\sigma(N, \xi)$  são, como no caso de secção de choque total, obtida pela soma sobre todos os processos de produção de n-chuveiros de Pomeron:

$$\frac{d\sigma}{dy} = \int E \frac{d^3\sigma}{d^3p} d^2p_T = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_n(\xi) \varphi_n(\xi, y), \quad (2.30)$$

onde  $\varphi_n(\xi, y)$  é escrita na forma de convolução das funções de distribuição dos quarks dentro dos hádrons incidentes e das funções de fragmentação de um quark (no final do string) em um hádron secundário. Descreveremos com mais detalhes esta função  $\varphi_n(\xi, y)$  na próxima secção.

A distribuição  $\varphi_n(\xi, y)$  depende de como a energia está distribuída entre os  $n$  Pomerons (isto é, os  $2n$  strings quark-glúon)

1. A energia é dividida igualmente entre os chuveiros. Neste caso, o momento máximo do hádron em cada chuveiro de Pomeron será  $p_0/n = \sqrt{s}/2n$  onde  $p_0 = \sqrt{s}/2$  é o momento das partículas incidentes. O  $x_F$  em cada Pomeron será trocado pela quantidade  $x_n = nx$ . Assim, teremos uma reformulação nas expressões dadas pela distribuição de multiplicidade e rapidez, obtendo

$$\varphi_n(\xi, y) = n\varphi_1(\xi_n, x) \quad \bar{N}_n(\xi) = n\bar{N}_1(\xi_n), \quad (2.31)$$

onde  $\xi_n = \xi - 2 \ln n$

2. A emissão sucessiva de chuveiros. Na emissão de cada chuveiro, os *clusters* perdem em média uma certa fração da sua energia. Como resultado, depois da emissão de  $k$  chuveiros, o momento do *cluster* que permanece será  $p_k = (1 - x_0)^k \sqrt{s}/2$ . Novamente, uma redefinição das funções de distribuição de multiplicidade e de rapidez terá que ser feita. Indico ao leitor interessado em conhecer mais sobre estas redefinições a procurar o trabalho de Kaidalov e Ter-

Figura 2.6: *Previsão do modelo para distribuição de multiplicidade e comparação com os dados experimentais do grupo UA5. A curva contínua representa a primeira divisão; a curva pontilhada a segunda divisão*

Martirosyan [10].

Analisando os dados experimentais [20] nota-se que esta diferença não é muito significativa, levando a resultados similares para a maioria das características de produção dos hádrons, diferindo apenas para grandes multiplicidades, onde a primeira opção predomina.

Mas, de acordo com os dados experimentais obtidos pelo grupo UA5, pode-se ver que esta divisão dá resultados similares nos cálculos obtidos e comparados experimentalmente para praticamente todo  $N_{ch}$ , exceto para a região de grande multiplicidade, onde o primeiro predomina (figura 2.6).

### 2.2.2 Distribuição de Momento nos Hádrons Secundários

Nesta seção estamos interessados em entender como o momento é distribuído para os hádrons criados na quebra de um *string*.

Considere a quebra de um único *string*  $q\bar{q}$  os quais possuem rapidez  $y_1$  e  $y_2$  respectivamente. Seja  $F^h(y_1, y, y_2)$  a distribuição dos hádrons  $h$  na quebra deste *string*, logo a função  $\varphi^h(\xi, y)$  pode ser escrita como

$$\varphi^h(\xi, y) = \int \int dy_1 dy_2 u(y_1) \bar{u}(y_2) F^h(y_1, y, y_2), \quad (2.32)$$

onde  $u(y_1)$  e  $\bar{u}(y_2)$  são as distribuições dos quarks vestidos nos hádrons incidentes.

A altas energias,  $s \geq 10^2 GeV^2$ , grandes valores de diferença de rapidez dos quarks nos hádrons incidentes são importantes. Neste caso, a função  $F^h$  pode ser escrita da seguinte forma

$$F^h(y_1, y, y_2) = a^h G_h(y_1 - y) G_h(y - y_2), \quad (2.33)$$

onde a constante  $a^h$  é interpretada como a densidade de hádrons no intervalo de rapidez coberto pelo par  $q\bar{q}$ .

Substituindo  $F^h$  na fórmula anterior, obtemos, finalmente, a função na forma fatorizada

$$\varphi(\xi, y) = a^h F_h(x_+) F_h(x_-), \quad (2.34)$$

onde

$$F_h(x_{\pm}) = \int_{x_{\pm}}^1 dx_1 u(x_1) G_h(x_{\pm}/x_1), \quad (2.35)$$

com

$$x_{\pm} = \frac{1}{2}(\sqrt{x_{\perp}^2 + x^2} \pm x), \quad (2.36)$$

$$x = \frac{p_z}{p_0} = \frac{2p_z}{\sqrt{s}}, x_{\perp} = \frac{2\bar{m}_{\perp h}}{\sqrt{s}}, \quad (2.37)$$

sendo as quantidades  $x_{\pm}$  invariantes de Lorentz;  $x_+$  corresponde ao momento da partícula incidente (feixe) e  $x_-$  corresponde ao momento da partícula alvo.

O estudo dos gráficos planares tem mostrado que as funções de distribuição,  $u(x_1)$ , e de fragmentação,  $G_h(x_{\pm}/x_1)$ , podem ser determinadas para os casos em que  $x \rightarrow 0$  e  $x \rightarrow 1$  e expressas em termos das intersecções das trajetórias de Regge dos bósons e bárions conhecidas da experiência. A fim de se obter o comportamento de espectro para todo intervalo de  $x$ , utiliza-se do método da interpolação, assumindo que para todo  $x_1$  e  $z$ , onde  $z = (x_{\pm}/x_1)$ , as funções  $u(x_1)$  e  $G(z)$  tem a forma

$$u(x_1) = C_0 x_1^{-\alpha_R(0)} (1 - x_1)^{\beta-1}, \quad (2.38)$$

$$G(z) = G(x_{\pm}/x_1) = (1 - z)^{-\alpha_R(0)+\lambda} \quad (2.39)$$

onde  $\beta = 1 + \alpha_R(0) - 2\alpha_N(0)$  e a condição de normalização resulta em funções  $\Gamma$  que possuem a seguinte forma genérica

$$C_0 = \left[ \int_0^1 x_1^{-\alpha_R(0)} (1-x)^{\beta-1} dx_1 \right]^{-1} = \frac{\Gamma(1 - \alpha_R(0) + \beta)}{\Gamma(1 - \alpha_R(0))\Gamma(\beta)}. \quad (2.40)$$

As funções de fragmentação dos quarks  $G_i^h(z) \equiv (a^h/z)G_i^h(z)$  dependem do tipo do hádron. Na produção de partículas charmosas, o comportamento das funções de fragmentação é determinado pela quantidade  $\alpha_\Psi(0)$  -intersecção da trajetória contendo os quarks  $c\bar{c}$ . Infelizmente, não há atualmente dados da intersecção da trajetória  $\Psi$ . Então, existem duas suposições:

1. Assume-se que, como no caso dos quarks leves, as trajetórias  $c\bar{c}$  são lineares, então conhecendo-se as massas dos estados  $\chi$  e  $\Psi$ , pode-se calcular a inclinação da trajetória  $\Psi$  e sua intersecção, resulta, neste caso,  $\alpha_\Psi(0) \cong -2.2$ .
2. Assume-se que os parâmetros da trajetória  $\Psi$  não deve diferir muito daquele usando os cálculos de Teoria de Perturbação em QCD. Neste caso,  $\alpha_\Psi \cong 0$  e assim, a trajetória deve ser fortemente não linear.

De acordo com os dados analisados atualmente, nota-se que o valor de  $\alpha_\Psi = -2.2$  resulta numa descrição melhor dos dados experimentais. Encontra-se no apêndice B uma lista completa destas funções que foram utilizadas para este trabalho assim como os valores das constantes necessárias para tal cálculo.

Como já foi dito anteriormente, para se construir estas funções, é necessário conhecer o comportamento assintótico de Regge no limite onde  $x \rightarrow 0$  e  $x \rightarrow 1$ . Aqui vale ressaltar que, o modelo QGSM não é um Modelo a Parton, no sentido de que não obedece as regras de contagem desta teoria. Além do mais, as funções obtidas pelo modelo a parton são descritas para processos de espalhamento duro, que não é o nosso problema proposto, já que tratamos de processos *soft*. Logo, este modelo possui sua

regra própria, onde através dela somos capazes de extrair as funções de interesse que são completamente diferentes das funções a que estamos acostumados na literatura [21]. Sendo assim, explicaremos na próxima seção as regras de contagem para o modelo em estudo.

## 2.3 Regras de Contagem

As distribuições inclusivas a altas energias e baixo  $p_T$  são frequentemente ajustadas pela expressão:

$$\frac{d\sigma}{dx} = A(1-x)^\beta. \quad (2.41)$$

O sucesso desta parametrização simples levou os físicos a proporem as regras de contagem baseadas no modelo a partons para tentar explicar este comportamento. As regras de contagem que utilizamos no QGSM são diferentes das regras de contagem originais [25], as quais apresentaremos a seguir de forma resumida visando preparar a discussão das regras de contagem no QGSM.

As regras de contagem [25] de quarks predizem que para  $x \rightarrow 1$  no processo inclusivo  $AB \rightarrow CX$

$$\frac{d\sigma}{dx} \sim (1-x)^{2n_s-1}, \quad (2.42)$$

onde  $n_s$  é o número mínimo de quarks espectadores envolvidos na transição  $A \rightarrow C$ . Quanto maior o número de quarks espectadores compartilhando o momento inicial, menor é a chance de produzir um hádron com uma grande fração de momento.

A formulação das regras de contagem envolve argumentos fenomenológicos [21] e confronto direto com resultados experimentais, o que forçou sua adaptação desde a proposta original de 1974 [25]. O número de espectadores relevantes depende se a interação hadrônica  $AB \rightarrow CX$  ocorre predominantemente via troca de quark ou glúon; se contarmos os quarks do mar, assim como os de valência, entre os espectadores e se sim, como isso é feito. Para exemplificar esta idéia, vamos tomar como ex-

Figura 2.7: *Fragmentação via troca de glúon*

emplo o seguinte processo ( $pp \rightarrow \pi^+ X$ ) onde o menor estado de Fock para que o próton se fragmente em um  $\pi^+$  é  $|uudu\bar{d}\rangle$ . A figura 2.13 mostra o procedimento de fragmentação acompanhado por uma troca de glúon. Neste caso, a primeira idéia é de que há 3 quarks espectadores produzindo um comportamento  $(1-x)^5$ , já que para formar um  $\pi^+$  é necessário surgir um par de  $d\bar{d}$  do mar onde este quark  $\bar{d}$  une-se a um quark  $u$  do bárion incidente sobrando 3 quarks que não participam da formação do hádron emergente. Mas, de acordo com os dados experimentais, nota-se que é melhor uma potência de  $\beta = 3$  que é conseguida se trocarmos quarks ao invés de glúons. Entretanto, o mecanismo de troca de quark leva a uma forte correlação para a seção de choque de duas partículas que não é encontrada a altas energias de acordo com os dados experimentais.

Então, uma sugestão fisicamente razoável é de contar apenas os quarks de valência como quarks espectadores. Feito isso, chegamos finalmente a uma regra geral, que foi originalmente formulada por Blankenbecler em 1975 que é a seguinte

$$(1-x)^{2n_H+n_{PL}-1} \tag{2.43}$$

onde  $n_H$  é o número de quarks espectadores provenientes do hádron incidente e  $n_{PL}$  é o número de espectadores associados com o processo de criação de pares.

Embora estas regras sejam bem sucedidas experimentalmente, não tem base teórica sólida.

Então, o modelo QGSM desenvolveu sua própria regra de contagem que detalharemos nas próximas seções, separando o caso de mésons e de bárions.

### 2.3.1 Mésons

Sendo assim, como já foi mencionado anteriormente, o comportamento das funções de distribuição quando  $x \rightarrow 1$  é determinado pelos correspondentes limites de Regge. Por exemplo, a distribuição do quark  $u$  no nucleon tem a forma

$$u_p(x) = \begin{cases} C_1 x^{-\alpha_R(0)}, & x \rightarrow 0 \\ C_2 (1-x)^{\alpha_R(0)-2\alpha_N(0)}, & x \rightarrow 1 \end{cases} \quad (2.44)$$

onde  $\alpha_R(0) \approx 0.5$  é a intersecção da trajetória de Regge do bóson planar correspondente e  $\alpha_N(0) \approx -0.4$  é a intersecção da trajetória do nucleon.

Para o caso das funções de fragmentação vamos supor as seguintes situações:

1. Um quark  $i$  se fragmentando em uma partícula mesônica na condição de que este quark seja de valência para a partícula ( por exemplo, o quark  $u$  se fragmentando em  $\pi^+$ ). Neste caso, a função toma a forma:

$$G_u^{\pi^+}(z) = \begin{cases} 1 & z \rightarrow 0 \\ C(1-z)^{-\alpha_R(0)+\lambda}, & z \rightarrow 1 \end{cases} \quad (2.45)$$

onde  $\lambda \approx 0.5$ .

2. Um quark  $i$  se fragmentando em uma partícula mesônica na condição de que este quark seja do mar da partícula ( por exemplo, o quark  $u$  se fragmentando em  $\pi^-$ ). Neste caso, a função continua tendo o mesmo comportamento para o caso em que  $z \rightarrow 0$ , mas para  $z \rightarrow 1$  a função ganha uma potência extra de  $(1-z)$ .

Isto também é válido para a função de distribuição , ou seja, no caso da distribuição do quark  $d$  no próton ( $uud$ ) para  $x \rightarrow 0$  o comportamento continua o mesmo que o descrito acima, mas para  $x \rightarrow 1$  há o

acréscimo de um fator  $(1-x)$  da mesma forma que antes para a função de fragmentação.

As funções de distribuição dos diquarks são obtidas trocando  $x \rightarrow (1-x)$  nas funções correspondentes. Já as funções de fragmentação dos diquarks para uma partícula mesônica também podem ser descritas pelas intersecções das trajetórias de Regge da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 G_{uu}^{\pi^+}(z) &= \begin{cases} 1 & z \rightarrow 0 \\ C_1(1-z)^{\alpha_R(0)-2\alpha_N(0)+\lambda} & z \rightarrow 1 \end{cases} \\
 G_{uu}^{\pi^-}(z) &= \begin{cases} 1 & z \rightarrow 0 \\ C_2(1-z)^{\alpha_R(0)-2\alpha_N(0)+\lambda+1} & z \rightarrow 1 \end{cases}
 \end{aligned} \tag{2.46}$$

### 2.3.2 Bárions

Até agora discutimos o caso de quarks se fragmentando em mésons. E quanto aos bárions? No caso de produção de bárions há duas contribuições diferentes: uma correspondendo a produção central de um par de partículas e a outra está conectada com a fragmentação direta do bárion inicial (figura 2.14). Ambas são descritas pelas mesmas regras de contagem, mudando obviamente, os valores das potências, mas com a peculiaridade de que no caso da produção direta, a contribuição deste termo entra na expressão de  $\varphi$  de uma forma diferente, sendo apenas somado.

É natural esperarmos que a potência relacionada com a produção central seja maior que a direta, pois devemos, no primeiro caso, retirar todo o conteúdo de quark do mar. Isto implica que no caso de diquark, a potência será igual para o caso de ter apenas 1 ou 2 quarks em comum com a partícula produzida. No caso de quark, continua valendo o que foi explicado para méson, ou seja, se quisermos escrever a contribuição de um quark  $i$  que seja do mar para o hádron final, a potência desta função será de uma unidade superior relativa àquela de um quark  $i$  que seja de valência para o mesmo hádron.

No caso da fragmentação central a estória muda de figura. O problema surge apenas para o caso de diquarks. Aqui já faz muita diferença

se tivermos, fazendo parte da constituição do diquark, um ou os dois quarks em comum com o conteúdo de quarks do estado final. Mesmo neste caso, ainda vale a idéia de que se tivermos um quark igual, a potência de sua função será aumentada de um fator  $(1 - z)$  em relação à condição de haver dois. Por isso que, para incluir este termo,  $f_{qq2}(x_+, n)$  e  $f_{qq2}(x_-, n)$ , nós devemos somá-los e não multiplicá-los pelos fatores  $f_q(x_-, n)$  e  $f_q(x_+, n)$ .

No apêndice B estão mostradas todas as funções de distribuição e de fragmentação que foram construídas utilizando desta regra de contagem para podermos calcular as distribuições de momento que serão apresentadas no próximo capítulo.

Figura 2.8: *Ilustração dos mecanismos de produção (a) central e (b) fragmentação direta da partícula incidente*

## 2.4 Teoria de Regge

Nos anos 60, a maioria dos físicos de altas energias dedicaram-se à chamada teoria de Regge, onde conseguiram, com sucesso, descrever uma grande quantidade de dados de espalhamento hadrônico. Com isto, esta teoria foi aceita com grande confiabilidade pela comunidade científica. Nesta seção explicaremos a teoria de Regge de uma forma simplificada e ressaltaremos os aspectos mais importantes que estão ligados ao modelo em estudo.

Em linhas gerais, a teoria de Regge descreve forças em termos de trocas de partículas conhecidas e, também, de Pomerons<sup>10</sup>. Há dois tipos de Pomerons:

**Soft Pomeron:** que é não-perturbativo e, sendo assim, é muito difícil de identificá-lo pela QCD, mas suas propriedades são conhecidas através dos dados experimentais.

**Hard Pomeron:** é descrito por equações perturbativas da QCD e é sustentada por poucos dados experimentais.

A teoria de Regge tem uma base matemática muito complicada que envolve a teoria do momento angular complexo [22]. Felizmente, não é necessário dominar esta parte da matemática para entender a teoria.

É conhecido que a interação forte parece-se muito com a QED em termos da interação básica, ou seja, troca de glúons sem massa entre os quarks coloridos é parecido com a troca de fótons sem massa entre elétrons carregados. A diferença principal é que glúons carregam cor e, por isso, acoplam-se uns aos outros, enquanto que os fótons não carregam carga. Uma característica essencial da constante de acoplamento forte,  $\alpha_s$ , é que esta cai com o logaritmo ao quadrado do momento transferido ( $\alpha_s \approx 1/\log Q^2$ ), ou seja, quanto menor o momento transferido, maior a constante, estando na região em que os quarks e glúons coloridos estão fortemente ligados em clusters brancos.

---

<sup>10</sup>Explicaremos o que é um Pomeron em breve.

Figura 2.9: *Espalhamento próton-neutron a pequenos ângulos, mostrando (a) estrutura de troca de parton e (b) o equivalente, mas de forma mais usual, troca na trajetória de Regge,  $\alpha_i(t)$  com  $i = \pi, \rho, A_2, \dots$*

Pelo princípio da incerteza, o alcance de uma partícula trocada de massa  $m$  é dada por  $r = \hbar/mc$  e então, o alcance maior fornecido por um processo de espalhamento próton-neutron, por exemplo, é dado pela troca de um objeto composto, leve, sem cor, que pode ser feito de quarks e glúons (figura 2.9). A princípio, Yukawa sugeriu, em 1935, que poderia ser o pión o candidato a este papel. Mas, é claro, que necessariamente não é privilégio do pión, ou seja, pode ser trocado qualquer estado de méson massivo. Estes estados mais pesados resultam numa força de alcance curto. Isto parcialmente explica o porquê que a parte de alcance curto da força nuclear é tão complicada - há muitos mésons massivos que podem ser trocados. Sendo assim, se estivermos interessados em espalhamentos hadrônicos a altas energias, estaremos forçados a levar em conta a troca de todas estas partículas juntas. A maneira de se fazer isto foi descoberta por Regge em 1959.

Para um processo do tipo  $AB \rightarrow CD$ , onde  $s$  é o quadrado da energia no centro de massa enquanto que  $t$  é o quadrado do quadri-momento transferido <sup>11</sup>, quando há uma troca de partícula no canal  $t$ , podemos através do *crossing*, <sup>12</sup> que significa processos onde podemos trocar a partícula por sua antipartícula preservando os números quânticos do sistema inicial, relacionar esta amplitude com a do processo  $A\bar{C} \rightarrow \bar{B}D$ ,

---

<sup>11</sup>Veja apêndice A onde estas variáveis cinemáticas estão definidas

<sup>12</sup>Uma reação é dita *crossing* quando mantém as amplitudes invariantes, mudando apenas o sinal do quadri-momento. Nota-se que é uma condição puramente matemática, já que dizer que um quadri-momento é negativo implica em dizer que a energia é negativa!

que envolve um pólo no canal  $s$  ( $s \leftrightarrow t$ ). A representação da amplitude de espalhamento é dada por um pólo no canal  $t$  do tipo

$$A(s, t) \sim \frac{1}{m_x^2 - t}. \quad (2.47)$$

onde  $x$  pode significar qualquer partícula. Quando  $x$  for o pión, enfrentamos um problema que é o fato dele ter uma massa muito pequena na escala hadrônica ( $\sim 140 \text{ MeV}$ ), então devemos incluir as outras partículas, tais como,  $\rho, w, feA_2$ . Uma outra dificuldade é que a equação 2.47 é uma aproximação para a onda  $S$  no canal  $t$ , restando portanto saber onde estão as contribuições do momento angular mais elevados.

Uma forma convencional de contornar este problema foi proposta por Sommerfeld-Watson [23]<sup>13</sup> (em espalhamento de luz). Entretanto, este método necessita de uma discussão aprofundada sobre funções analíticas que queremos evitar por desviar dos nossos propósitos<sup>14</sup>

Então, para satisfazer as nossas necessidades, vamos achar suficiente que todas as partículas fiquem dispostas numa trajetória linear do tipo

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t \quad (2.48)$$

tal que  $\alpha(t)$  possa ter a liberdade de adquirir valores inteiros de  $l$  para  $t = m_l^2 (l = 0, 1, 2, \dots)$ . Esta observação foi primeiro enfatizada por Chew e Frantschi e tem as seguintes propriedades:

1. Todos os hádrons numa trajetória tem o mesmo isospin ( $I$ ), número bariônico ( $B$ ) e spin ( $S$ ).
2. As trajetórias parecem ser, a princípio, linhas retas. Suas inclinações variam um pouco, mas um valor convencional que é frequentemente usado é

$$\frac{dRe(\alpha)}{ds} \sim 1 \text{ GeV}^{-2}$$

---

<sup>13</sup>Aos leitores que desejam se aprofundar mais no assunto, recomendo o livro do Collins(1977)

<sup>14</sup>Novamente recomendamos o livro do Collins(1977) onde esta dedução está feita de uma forma bem detalhada.

Notamos que estas trajetórias em linhas retas significam que as massas aumentam com o quadrado em relação ao spin intrínscico.

3. Pelas trajetórias determinadas experimentalmente, as partículas aparentam ter seus valores de spin diferindo por 2 unidades e nunca por 1 apenas.

Nestas condições, a troca de todas as partículas associadas com  $\alpha(t)$  resulta, para alguma amplitude de espalhamento elástica, a um comportamento a alta energia no centro de massa  $\sqrt{s}$  da seguinte forma

$$A(s, t) \simeq \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \frac{\beta(t)}{l - \alpha(t)} P_l(\cos\theta) \quad (2.49)$$

Agora, fazendo o estudo para o limite em que  $s \gg t$  e lembrando o que foi explicado a poucos instantes atrás sobre *crossing*, olhando no canal  $t$  e usando<sup>15</sup> a forma  $P_l(\cos\theta) \rightarrow (\cos\theta)^l$ , quando  $\cos(\theta) \rightarrow \infty$ , obter então

$$A(s, t) \stackrel{s \rightarrow \infty}{\sim} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{\beta(t)(\cos\theta)^l}{l - \alpha(t)} \sim \beta(t)(\cos\theta)^{\alpha(t)} \sim \beta(t)s^{\alpha(t)} \quad (2.50)$$

ou ainda,

$$A(s, t) \sim \beta(t)s^{\alpha(t)} \xi_{\alpha(t)} \quad (2.51)$$

onde  $\beta(t)$  é uma função real desconhecida, enquanto

$$\xi_{\alpha(t)} = \begin{cases} e^{\frac{-1}{2i\pi\alpha(t)}} & C=1 \\ ie^{\frac{-1}{2i\pi\alpha(t)}} & C=-1 \end{cases} \quad (2.52)$$

onde  $C$  é a paridade  $C$  da partícula trocada. Logo, a trajetória de Regge  $\alpha(t)$  determina tanto a potência de  $s$  como a fase da amplitude.

Esta equação representa um comportamento característico da amplitude de espalhamento como função de  $s$  para um  $t$  fixo na troca de partículas de Regge. Esta prevê que para um processo de dois corpos

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{s^2} |A(s, t)|^2 \sim F(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha(t)-2} \quad (2.53)$$

---

<sup>15</sup>Lembrando que  $z = \cos(\theta) = 1 + \frac{2t}{s-4m^2}$ , vemos que  $|t| \rightarrow \infty$  para  $s$  fixo, implica  $z \rightarrow \infty$ . O *crossing* é usado para posteriormente passar para o canal  $s$ , obtendo 2.5

Figura 2.10: *Trajétória de Regge - partículas de spin  $\alpha$  contra suas massas ao quadrado.*

e ainda

$$\sigma_{12}^{tot}(s) \sim \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(0)-1} \quad (2.54)$$

onde tanto a seção de choque diferencial e a total tem um comportamento simples de potência.

Esta previsão da Teoria de Regge deveria valer para  $s \gg s_0$ , onde  $s_0$  é o fator de escala. Obviamente se  $s_0$  fosse muito grande esta previsão não poderia ser testada. Nós não podemos deduzir qual seria o valor de  $s_0$ , mas empiricamente parece ser  $\sim 1\text{GeV}^2$  que fica consistente com a escala hadrônica de massa e então a Teoria de Regge funciona bem para a região  $s > 10\text{GeV}^2$  ou  $p_L > 5\text{GeV}$  para um alvo de próton, isto é, para todas energias acima da região de ressonância.

A figura 2.10 mostra a trajetória de Regge dos spins para as partículas  $\rho, w, f_2, a_2$  e suas excitações contra a massa ao quadrado. A trajetória é descrita pela seguinte equação linear

$$\alpha(t) = 0.55 + 0.86t \quad (2.55)$$

Quando é extrapolada para valores negativos de  $t$ , então  $t$  representa a variável de transferência de momento ao quadrado.

Figura 2.11: *Seções de choque total*

Ainda precisamos descrever a potência correta que dê conta do crescimento significativo que se encontra nos dados para seção de choque total a grandes  $s$  (Figura 2.11). A trajetória de Regge que contribue para este crescimento é a do **Pomeron** ( $\alpha(0) = 1$ ). Vale a pena fazer uma pausa aqui e detalhar um pouco o que é este objeto e como é a sua estrutura física.

### 2.4.1 Pomeron

O comportamento assintótico a altas energias implica que a seção de choque total pode ser conectada com os valores da trajetória de Regge para  $t = 0$ . Nós já sabemos, do apêndice A, que a seção de choque total está ligada com a parte imaginária da amplitude de espalhamento elástica através do Teorema Ótico

$$\sigma_T = \frac{8\pi \text{Im}f(s, 0)}{\sqrt{s}} \quad (2.56)$$

A amplitude  $A(s, t)$  de espalhamento está relacionada com a amplitude convencional  $f(s, t)$  por  $A(s, t) = \sqrt{s}f(s, t)$ , então

$$\sigma_T = \frac{8\pi \text{Im}A(s, 0)}{s} \quad (2.57)$$

Agora, dos pólos de Regge, podemos escrever a expressão para  $\text{Im}A(s, 0)$ . Para  $t$  negativo, a trajetória  $\alpha(t)$  e o resíduo  $\beta(t)$  devem ser reais, então a parte imaginária é descrita unicamente pelo coeficiente  $1 + \xi e^{i\pi\alpha(y)}$  e para a seção de choque obtemos

$$\sigma_T \simeq \text{const} \sum_n \xi \beta(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_n(0)-1} \quad (2.58)$$

que é o mesmo resultado obtido na outra seção. Agora, do Teorema de Froissart <sup>16</sup> temos que  $\alpha_n(0) \leq 1$  e se a seção de choque total tende a valores constantes, então  $\alpha_P(0) = 1$  dando surgimento, portanto, a uma nova trajetória chamada **Pomeron, P**. Desde que este comportamento parece ser independente do sabor do hádron (e então da sua estrutura de quark) e desde que todas as trajetórias conhecidas envolvendo troca de quark têm  $\alpha_R(0) \leq 1/2$ , supõe-se que o  $P$  representa troca de glúons.

Num espalhamento entre dois hádrons, que são singletos de cor, devido a aproximação entre eles, um glúon colorido pode ser trocado. Como resultado, cada cluster hadrônico torna-se um octeto e, como a tendência entre eles é de se afastarem mutuamente, as linhas de cor da força que os conectam começam a se esticar. Apenas pela troca de um outro glúon que o cluster pode voltar a se tornar sem cor, podendo desta forma se separar. Então, o diagrama fundamental para amplitude de espalhamento elástico deve ser a troca de dois glúon.

Inserindo glúons e/ou pares de  $q\bar{q}$  para se formar as escadas, podemos esperar a produção de trajetórias de Pomeron, talvez com  $\alpha(0) \geq 1$ . A troca de quarks nas escadas resultam em trajetórias de Regge.

Os hádrons no estado final não precisam ser necessariamente idênticos aos incidentes. A troca de glúons pode resultar em excitação dos quarks, então as partículas que saem podem ter o mesmo conteúdo

---

<sup>16</sup>Explicaremos este teorema na próxima seção. Para nosso propósito, no momento, apenas o resultado interessa.

Figura 2.12: *Trajétória de Pomeron com candidatos de glueball do experimento WA91.*

de sabor, mas maior massa e também, possivelmente, maior momento angular. Isto é conhecido como **excitação difrativa**.

Desta forma, o mecanismo dominante em espalhamento hadrônico a alta energia não é a troca de quarks (que resulta na trajetória de Regge com  $\alpha_R(0) \leq 1$ ) mas sim a troca de glúons, que se identifica com o Pomeron.

Uma grande incógnita ainda hoje é saber quais são os hádrons que se situam na trajetória do Pomeron e que constituem o conjunto de partículas trocadas quando dizemos que há a troca de um Pomeron. Previsões teóricas sugerem que neste caso, as partículas correspondentes sejam *glueballs*. Os dados experimentais são bem ajustados supondo que a trajetória  $\alpha(t)$  para a troca de pomeron é linear, da mesma forma que  $\rho, f, w, a$

$$\alpha(t) = 1 + \epsilon_0 + \alpha' t \tag{2.59}$$

$$\epsilon_0 = 0.086 \tag{2.60}$$

Embora a inclinação da trajetória, mostrada na figura 2.12, para  $\rho, f, w, a$  seja perto de  $1 \text{ GeV}^{-2}$ , para o pomeron ela é muito menor  $\alpha' = 0.25 \text{ GeV}^{-2}$

Há uma boa evidência experimental para a existência do Pomeron, no caso, um *soft* Pomeron: não-perturbativo, tem  $\epsilon$  perto de 0.08 e tem sido estudado por mais de 3 décadas. Recentemente, os dados do HERA para comportamento a baixo  $x_F$  tem mostrado evidência do *hard* Pomeron, que é perturbativo e parece ter um valor de  $\epsilon$  muito mais alto (até maior que 0.5) [24]

## 2.5 Regras de Contagem

As distribuições inclusivas a altas energias e baixo  $p_T$  são frequentemente ajustadas pela expressão:

$$\frac{d\sigma}{dx} = A(1-x)^\beta. \quad (2.61)$$

O sucesso desta parametrização simples levou os físicos a proporem as regras de contagem baseadas no modelo a partons para tentar explicar este comportamento. As regras de contagem que utilizamos no QGSM são diferentes das regras de contagem originais [25], as quais apresentaremos a seguir de forma resumida visando preparar a discussão das regras de contagem no QGSM.

As regras de contagem [25] de quarks predizem que para  $x \rightarrow 1$  no processo inclusivo  $AB \rightarrow CX$

$$\frac{d\sigma}{dx} \sim (1-x)^{2n_s-1}, \quad (2.62)$$

onde  $n_s$  é o número mínimo de quarks espectadores envolvidos na transição  $A \rightarrow C$ . Quanto maior o número de quarks espectadores compartilhando o momento inicial, menor é a chance de produzir um hádron com uma grande fração de momento.

A formulação das regras de contagem envolve argumentos fenomenológicos [21] e confronto direto com resultados experimentais, o que forçou sua adaptação desde a proposta original de 1974 [25]. O número de espectadores relevantes depende se a interação hadrônica  $AB \rightarrow CX$  ocorre predominantemente via troca de quark ou glúon; se contarmos os quarks do mar, assim como os de valência, entre os espectadores e se sim, como isso é feito. Para exemplificar esta idéia, vamos tomar como exemplo o seguinte processo ( $pp \rightarrow \pi^+ X$ ) onde o menor estado de Fock para que o próton se fragmente em um  $\pi^+$  é  $|uud\bar{u}\bar{d}\rangle$ . A figura 2.13 mostra o procedimento de fragmentação acompanhado por uma troca de glúon. Neste caso, a primeira idéia é de que há 3 quarks espectadores produzindo um comportamento  $(1-x)^5$ , já que para formar um  $\pi^+$  é necessário surgir um par de  $d\bar{d}$  do mar onde este quark  $\bar{d}$  une-se a um

Figura 2.13: *Fragmentação via troca de glúon*

quark  $u$  do bárion incidente sobrando 3 quarks que não participam da formação do hádron emergente. Mas, de acordo com os dados experimentais, nota-se que é melhor uma potência de  $\beta = 3$  que é conseguida se trocarmos quarks ao invés de glúons. Entretanto, o mecanismo de troca de quark leva a uma forte correlação para a seção de choque de duas partículas que não é encontrada a altas energias de acordo com os dados experimentais.

Então, uma sugestão fisicamente razoável é de contar apenas os quarks de valência como quarks espectadores. Feito isso, chegamos finalmente a uma regra geral, que foi originalmente formulada por Blankenbecler em 1975 que é a seguinte

$$(1 - x)^{2n_H + n_{PL} - 1} \tag{2.63}$$

onde  $n_H$  é o número de quarks espectadores provenientes do hádron incidente e  $n_{PL}$  é o número de espectadores associados com o processo de criação de pares.

Embora estas regras sejam bem sucedidas experimentalmente, não tem base teórica sólida.

Então, o modelo QGSM desenvolveu sua própria regra de contagem que detalharemos nas próximas seções, separando o caso de mésons e de bárions.

### 2.5.1 Mésons

Sendo assim, como já foi mencionado anteriormente, o comportamento das funções de distribuição quando  $x \rightarrow 1$  é determinado pelos correspondentes limites de Regge. Por exemplo, a distribuição do quark  $u$  no nucleon tem a forma

$$u_p(x) = \begin{cases} C_1 x^{-\alpha_R(0)}, & x \rightarrow 0 \\ C_2 (1-x)^{\alpha_R(0)-2\alpha_N(0)}, & x \rightarrow 1 \end{cases} \quad (2.64)$$

onde  $\alpha_R(0) \approx 0.5$  é a intersecção da trajetória de Regge do bóson planar correspondente e  $\alpha_N(0) \approx -0.4$  é a intersecção da trajetória do nucleon.

Para o caso das funções de fragmentação vamos supor as seguintes situações:

1. Um quark  $i$  se fragmentando em uma partícula mesônica na condição de que este quark seja de valência para a partícula ( por exemplo, o quark  $u$  se fragmentando em  $\pi^+$ ). Neste caso, a função toma a forma:

$$G_u^{\pi^+}(z) = \begin{cases} 1 & z \rightarrow 0 \\ C(1-z)^{-\alpha_R(0)+\lambda}, & z \rightarrow 1 \end{cases} \quad (2.65)$$

onde  $\lambda \approx 0.5$ .

2. Um quark  $i$  se fragmentando em uma partícula mesônica na condição de que este quark seja do mar da partícula ( por exemplo, o quark  $u$  se fragmentando em  $\pi^-$ ). Neste caso, a função continua tendo o mesmo comportamento para o caso em que  $z \rightarrow 0$ , mas para  $z \rightarrow 1$  a função ganha uma potência extra de  $(1-z)$ .

Isto também é válido para a função de distribuição , ou seja, no caso da distribuição do quark  $d$  no próton ( $uud$ ) para  $x \rightarrow 0$  o comportamento continua o mesmo que o descrito acima, mas para  $x \rightarrow 1$  há o acréscimo de um fator  $(1-x)$  da mesma forma que antes para a função de fragmentação.

As funções de distribuição dos diquarks são obtidas trocando  $x \rightarrow (1-x)$  nas funções correspondentes. Já as funções de fragmentação dos

diquarks para uma partícula mesônica também podem ser descritas pelas intersecções das trajetórias de Regge da seguinte forma:

$$G_{uu}^{\pi^+}(z) = \begin{cases} 1 & z \rightarrow 0 \\ C_1(1-z)^{\alpha_R(0)-2\alpha_N(0)+\lambda} & z \rightarrow 1 \end{cases} \quad (2.66)$$

$$G_{uu}^{\pi^-}(z) = \begin{cases} 1 & z \rightarrow 0 \\ C_2(1-z)^{\alpha_R(0)-2\alpha_N(0)+\lambda+1} & z \rightarrow 1 \end{cases}$$

### 2.5.2 Bárions

Até agora discutimos o caso de quarks se fragmentando em mésons. E quanto aos bárions? No caso de produção de bárions há duas contribuições diferentes: uma correspondendo a produção central de um par de partículas e a outra está conectada com a fragmentação direta do bárion inicial (figura 2.14). Ambas são descritas pelas mesmas regras de contagem, mudando obviamente, os valores das potências, mas com a peculiaridade de que no caso da produção direta, a contribuição deste termo entra na expressão de  $\varphi$  de uma forma diferente, sendo apenas somado.

É natural esperarmos que a potência relacionada com a produção central seja maior que a direta, pois devemos, no primeiro caso, retirar todo o conteúdo de quark do mar. Isto implica que no caso de diquark, a potência será igual para o caso de ter apenas 1 ou 2 quarks em comum com a partícula produzida. No caso de quark, continua valendo o que foi explicado para méson, ou seja, se quisermos escrever a contribuição de um quark  $i$  que seja do mar para o hádron final, a potência desta função será de uma unidade superior relativa àquela de um quark  $i$  que seja de valência para o mesmo hádron.

No caso da fragmentação central a estória muda de figura. O problema surge apenas para o caso de diquarks. Aqui já faz muita diferença se tivermos, fazendo parte da constituição do diquark, um ou os dois quarks em comum com o conteúdo de quarks do estado final. Mesmo neste caso, ainda vale a idéia de que se tivermos um quark igual, a potência de sua função será aumentada de um fator  $(1-z)$  em relação à

condição de haver dois. Por isso que, para incluir este termo,  $f_{qq_2}(x_+, n)$  e  $f_{qq_2}(x_-, n)$ , nós devemos somá-los e não multiplicá-los pelos fatores  $f_q(x_-, n)$  e  $f_q(x_+, n)$ .

No apêndice B estão mostradas todas as funções de distribuição e de fragmentação que foram construídas utilizando desta regra de contagem para podermos calcular as distribuições de momento que serão apresentadas no próximo capítulo.

Figura 2.14: *Ilustração dos mecanismos de produção (a) central e (b) fragmentação direta da partícula incidente*

# Capítulo 3

## Produção de Charme no QGSM

Neste capítulo analisaremos, dentro do QGSM, o espectro inclusivo de partículas charmosas ( $\Lambda_c$ ,  $\Omega_c^0$ ,  $\Xi_c^0$ ,  $\Xi_c^+$ ,  $D$ ,  $D_s$ ) para feixes de  $\pi^-$ ,  $\Sigma^-$  e  $p$ , nas energias de laboratório de 250, 650  $GeV$  e 7  $TeV$ . Calculamos a seção de choque diferencial em  $x_F$  para cada caso utilizando da equação 2.30.

As três quantidades físicas que descrevem um espectro de partículas charmosas são a seção de choque total, a distribuição de momento longitudinal e distribuição de momento transversal. Vamos nos deter apenas a distribuição de momento longitudinal que é parametrizada em termos da variável  $x$  Feynman, onde  $x_F$  é o momento longitudinal no centro de massa dividido pelo valor máximo. A distribuição do momento longitudinal é convencionalmente descrita pela forma:

$$\frac{d\sigma}{dx_F} \propto (1 - x_F)^n \quad (3.1)$$

Esta forma foi motivada historicamente por considerações cinemáticas a alto  $x_F$  e há previsões [26] para a potência de  $n$  a alto  $x_F$ , conforme vimos na seção 2.3. Entretanto, a forma parece ajustar os dados apenas a baixo  $x_F$ . Apresentamos em todos os gráficos este ajuste e discutimos para cada um deles a validade de tal função. Seleccionamos numa tabela os valores obtidos para os parâmetros ajustados

Começaremos a nossa discussão descrevendo o método uti-

lizado para os cálculos que serão apresentados assim como mencionaremos os programas utilizados para o ajuste.

### 3.1 Breve Discussão sobre Métodos de Programação e Análise

Nesta seção estamos interessados em mostrar, em linhas gerais, o tipo de programa utilizado para se fazer os cálculos, assim como o método de análise.

Todos os sistemas foram calculados através da equação 2.30. Para alcançar nosso objetivo, desenvolvemos um programa <sup>1</sup> em FORTRAN [27]. Dentro do programa, chamamos as rotinas existentes dentro do pacote IMSL do sistema VAX para fazer as integrais que utilizam do Método Numérico de Integração por Gauss [28]. O intervalo escolhido para  $x_F$  foi a do hemisfério positivo, de  $0.1 < x_F < 0.7$ . As saídas de interesse, ou seja, a equação 2.30,  $d\sigma/dy$  e  $x_F$ , foram armazenadas em vetores para que pudessem ser utilizadas no programa de análise PAW [29].

De posse dos gráficos, tornou-se necessário ajustá-los por uma função muito conhecida pela literatura,  $a(1 - x_F)^n$ . O primeiro passo para tal finalidade foi tomar a precaução de ajustar os parâmetros livres por uma equação de reta, do tipo,

$$\log y = \log a + n \log(1 - x_F) \quad (3.2)$$

a fim de tentar os valores iniciais. De posse destes valores, então, utilizamos do PAW para ajustar as curvas e os resultados serão mostrados nas próximas seções. Como a escala no eixo  $y$  é logarítmica, primeiro plotamos os gráficos em escala linear assim como o ajuste para depois aplicarmos o logaritmo neste eixo. Como ilustração do que foi dito, recomendamos que o leitor veja figura 3.1. Sendo assim, passaremos a análise propriamente dita dos nossos resultados começando com o caso de mésons charmosos.

---

<sup>1</sup>Fica a inteira disposição dos leitores interessados o código desenvolvido.

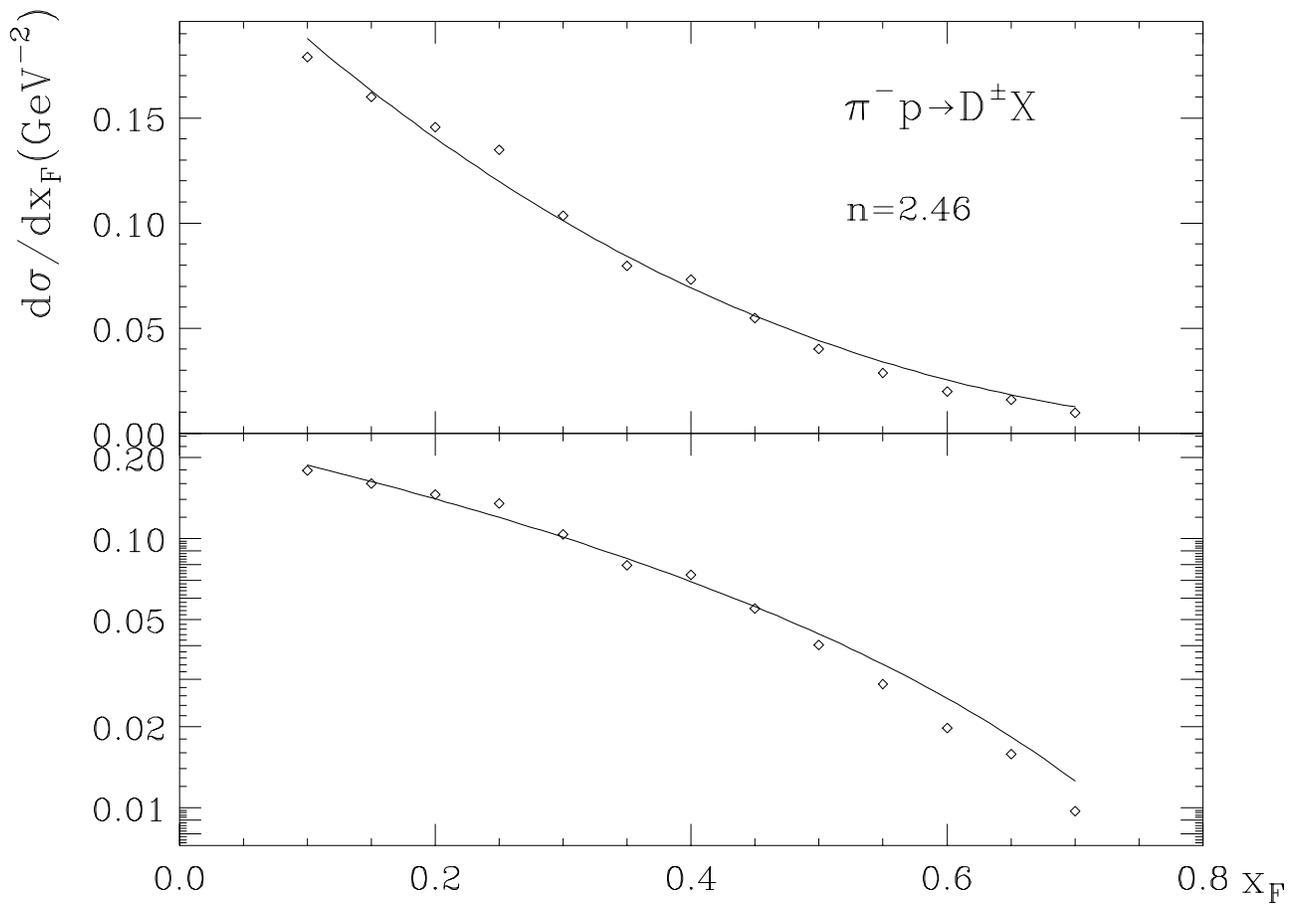


Figura 3.1: Exemplo de um ajuste na escala linear e logaritmica para o sistema  $\pi^- p \rightarrow D^\pm X$ , na energia de 250 GeV

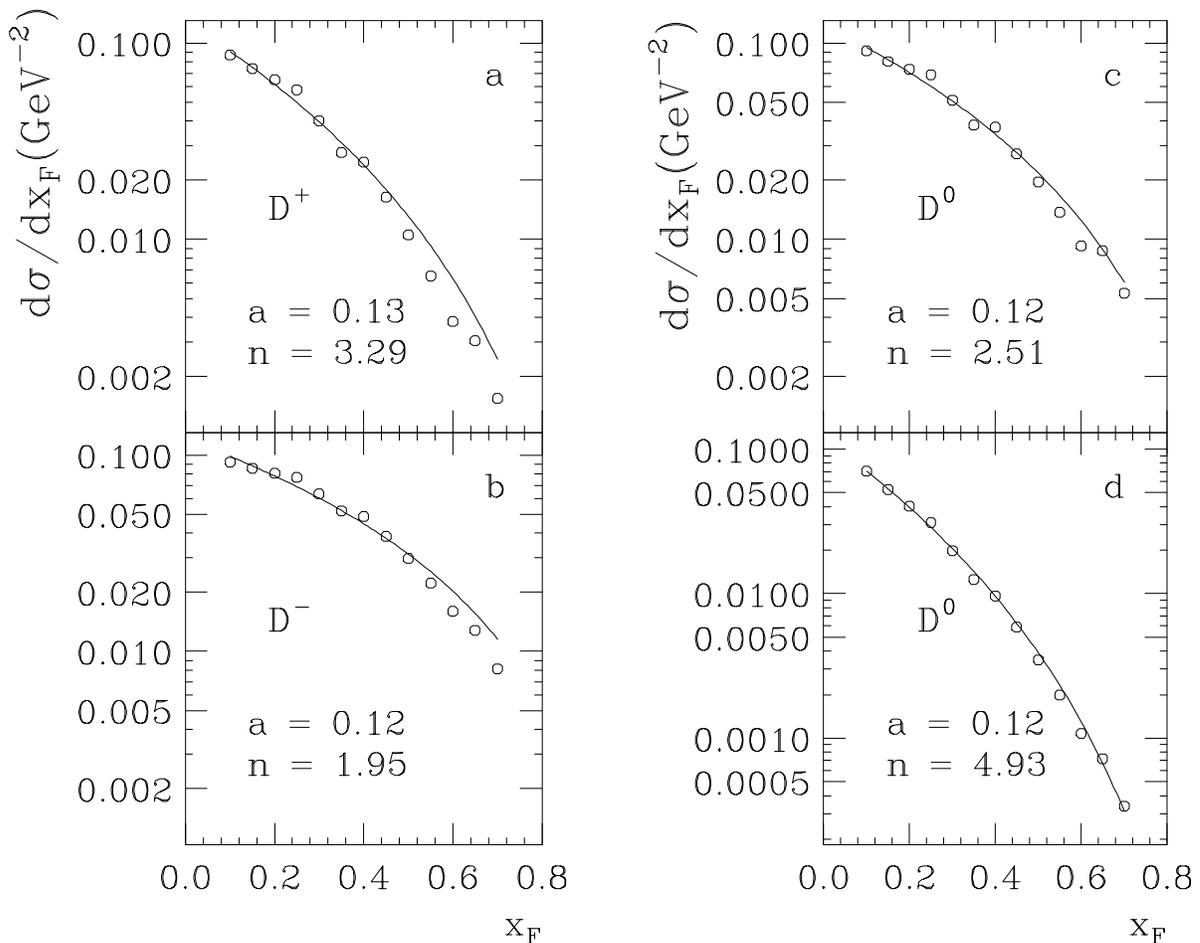


Figura 3.2: *Espectro de mésons D oriundos da colisão  $\pi^-p \rightarrow DX$  a energia de 250 GeV no laboratório, com ajuste do tipo  $a(1 - x_F)^n$  (a)  $D^+$ , (b)  $D^-$ , (c)  $D^0$  e (d)  $\bar{D}^0$*

### 3.2 Descrição de Mésons Charmosos

A distribuição inclusiva de  $x_F$  para mésons  $D$  produzidas em colisões  $\pi^-p$  a 250 GeV, nas condições da E769 [32] é mostrada na figura 3.2. Se efeitos não perturbativos fossem desprezados, deveríamos esperar que a distribuição em  $x_F$  para todos os mésons  $D$  deveriam ser parecidos. Mas podemos ver, através da figura que isso claramente não ocorre.

Querendo discutir, neste momento, sobre o efeito que foi observado em experiências, tais como a CERN (WA82) [30] e a FERMILAB (E769) [31], de partículas liderantes, vamos relembrar brevemente o que foi dito no capítulo 1. Uma partícula é dita como liderante, se possui um quark (ou antiquark) do mesmo tipo de um dos quarks do feixe incidente. Sendo assim, no nosso caso, com um feixe de  $\pi^- (\bar{u}d)$  o méson

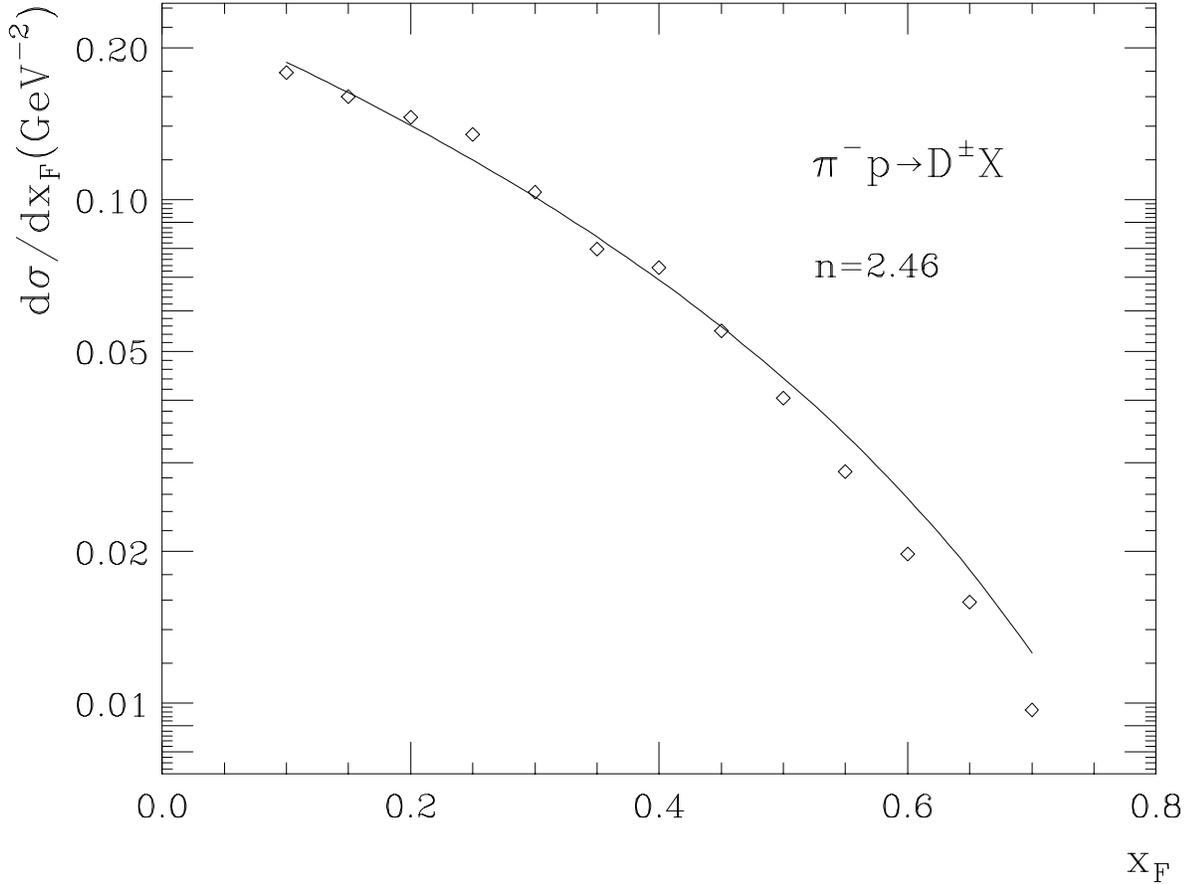


Figura 3.3: Espectro de mésons  $D^\pm$  oriundos da colisão  $\pi^-p \rightarrow DX$  a energia de 250 GeV no laboratório, com ajuste do tipo  $a(1-x_F)^n$ . Os dados experimentais são representados por cruces e os pontos calculados por losangos.

$D^+(c\bar{d})$  é não-liderante e  $D^-(\bar{c}d)$  é liderante. Havendo este tipo de efeito, esperamos que a distribuição em  $x_F$  entre liderante e não-liderante seja diferente, onde a seção de choque tenha uma queda mais rápida para o segundo caso e mais suave no primeiro. Observando atentamente o gráfico 3.2(a) e 3.2(b), vimos que também reproduzimos este efeito. Isto, mais uma vez, confirma a idéia de que a produção de partículas contendo quarks pesados é diferente da previsão perturbativa.

Os ajustes apresentados neste caso e nos próximos incluem todos os dados no intervalo  $0.1 < x_F < 0.70$ .

A seguir, com a intenção de comparar os nossos resultados com os da referência [32], apresentamos a figura 3.3.

Os dados experimentais, como já dissemos, são da referência [32],

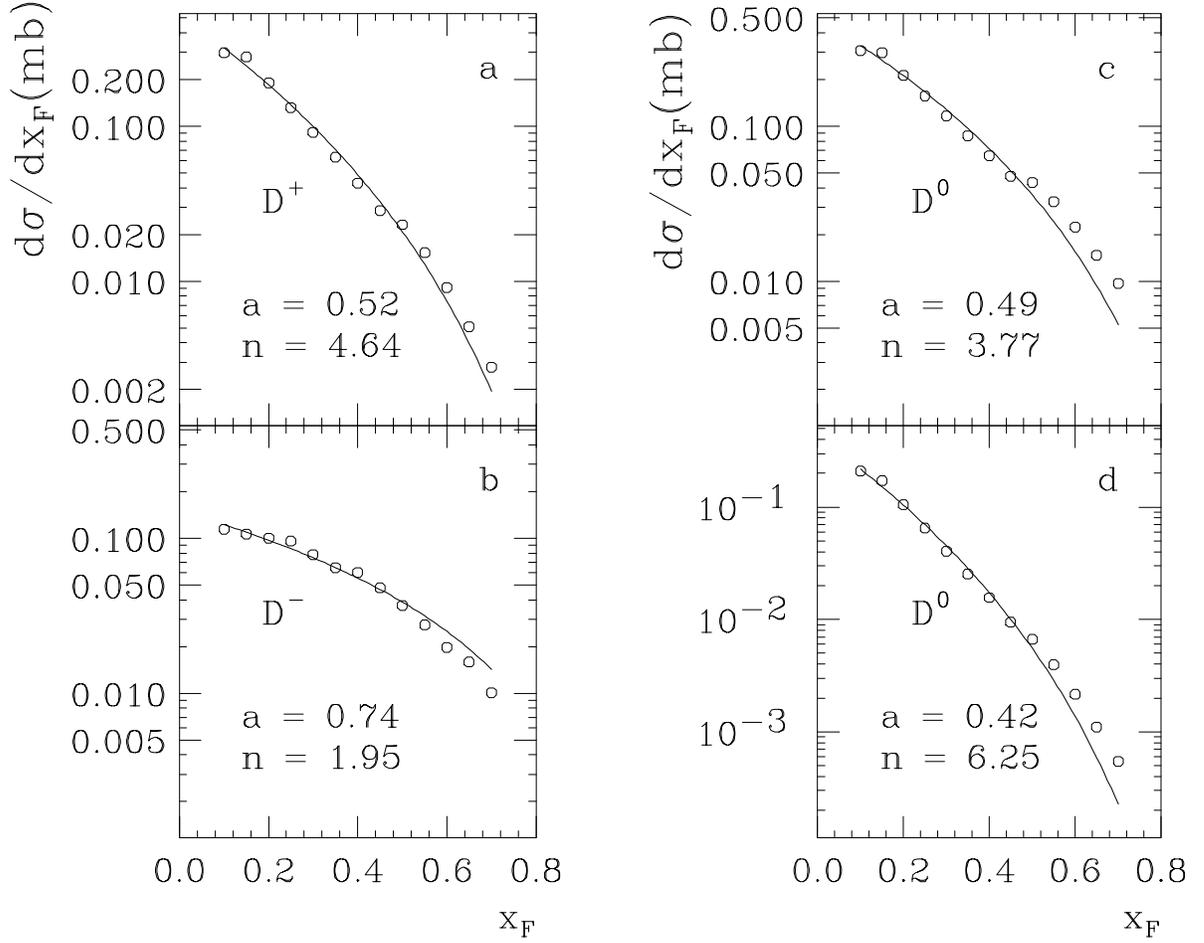


Figura 3.4: *Espectro de mésons D oriundos da colisão  $\pi^-p \rightarrow DX$  a energia de 650 GeV no laboratório, com ajuste do tipo  $a(1-x_F)^n$  (a)  $D^+$ , (b)  $D^-$ , (c)  $D^0$  e (d)  $\bar{D}^0$*

normalizados em  $x_F = 0.15$  com o nosso resultado. Omitimos as barras de erro.

Querendo completar o estudo de mésons, mostraremos a seguir as previsões para o sistema  $\pi^-p \rightarrow DX$  na energia de 650 GeV (figura 3.4) e do sistema  $\Sigma^-p \rightarrow DX$  na mesma energia (figura 3.5), mostrando também o ajuste para a mesma função.

Mais uma vez é nítido o efeito de partícula liderante tanto para o caso de feixe de  $\pi^-$  (observe a figura 3.4 (a) e (b)) quanto para o caso de  $\Sigma^-$  (figura 3.5 (a) e (b)). Um fato curioso que é notado é que no caso de produção de mésons através de feixe de bárions, a seção de choque é menor se comparada a um feixe de méson. Isto pode ser explicado se assumirmos que no primeiro caso temos três quarks envolvidos onde o rearranjo para preservar os números quânticos será mais complicado.

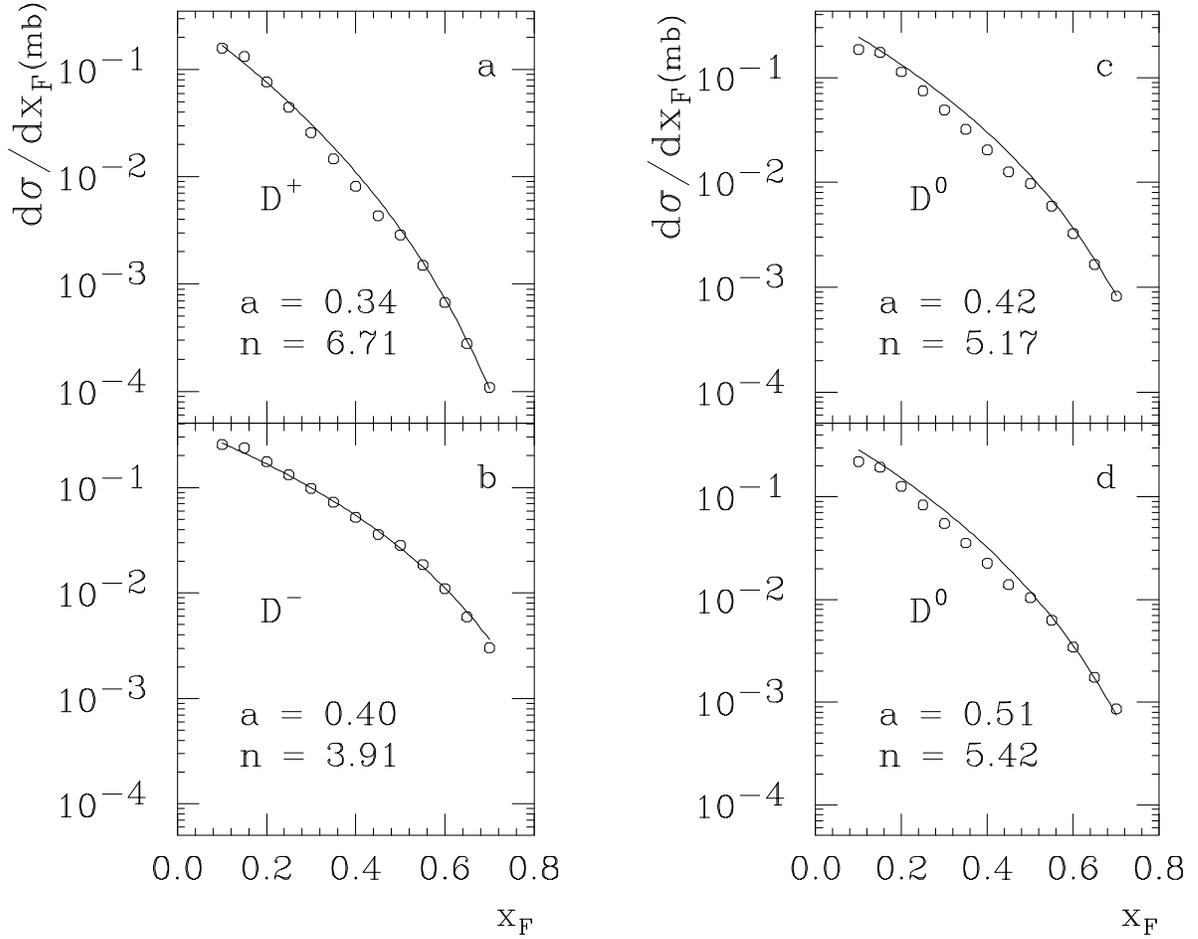


Figura 3.5: Espectro de mésons  $D$  oriundos da colisão  $\Sigma^-p \rightarrow DX$  a energia de 650 GeV no laboratório, com ajuste do tipo  $a(1-x_F)^n$  (a)  $D^+$ , (b)  $D^-$ , (c)  $D^0$  e (d)  $\bar{D}^0$

Além do mais, para produzirmos um méson precisamos de dois quarks apenas, sendo que um deles é um antiquark que deve necessariamente vir do mar. Desta forma apenas, em média e no melhor dos casos, 1/3 do momento do feixe bariônico vai para o méson final, enquanto que para um feixe mesônico, dependendo dos números quânticos, podemos ter 1/2 do momento indo para o méson final.

Os valores dos parâmetros do ajuste para os mésons encontram-se na tabela 3.1.

Tabela 3.1: *Valores dos parâmetros da função  $a(1-x_F)^n$  para méson  $D$  a energia de 250 e 650 GeV*

Partícula	Feixe	Energia (GeV)	$a$	$n$
$D^+$	$\pi^-$	250	0.13	3.29
		650	0.52	4.64
$D^-$	$\pi^-$	250	0.12	1.95
		650	0.15	1.95
$D^0$	$\pi^-$	250	0.12	2.51
		650	0.49	3.77
$\overline{D}^0$	$\pi^-$	250	0.12	4.93
		650	0.42	6.25
$D^\pm$	$\pi^-$	250	0.24	2.46
$D^+$	$\Sigma^-$	650	0.34	6.76
$D^-$	$\Sigma^-$	650	0.41	3.91
$D^0$	$\Sigma^-$	650	0.35	5.17
$\overline{D}^0$	$\Sigma^-$	650	0.42	5.42

### 3.3 Descrição de Bárions Charmosos

A distribuição inclusiva de  $x_F$  para bárions charmosos produzidas em colisões  $\pi^-p$  e  $\Sigma^-p$  a energia de 650 GeV é mostrada nesta seção. Restringimos as previsões para este momento inicial por ser o de interesse na experiência FERMILAB(E781). Mais uma vez, os parâmetros usados foram obtidos da descrição de dados experimentais de hádrons charmosos em colisões  $\pi^-p$  e  $pp$  e seus valores encontram-se no apêndice B. O espectro inclusivo de estados de bárions estáveis,  $\Lambda_c$ ,  $\Xi_c^+$ ,  $\Xi_c^0$  e

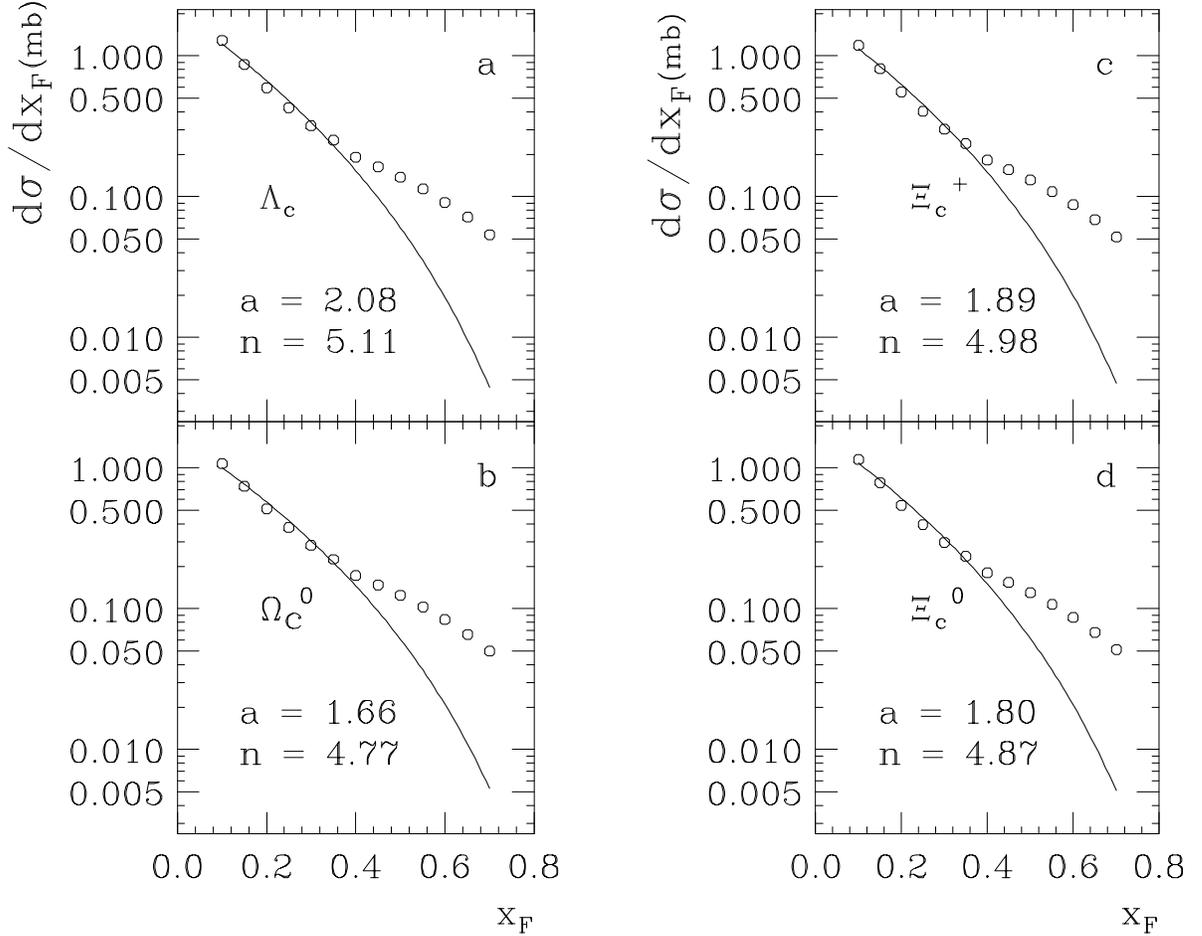


Figura 3.6: *Espectro de bárions charmosos oriundos da colisão  $\pi^-p$  a energia de 650 GeV no laboratório, com ajuste do tipo  $a(1 - x_F)^n$  (a)  $\Lambda_c$ , (b)  $\Omega_c^0$ , (c)  $\Xi_c^+$  e (d)  $\Xi_c^0$*

$\Omega_c^0$  a 650 GeV com feixe de  $\pi^-$  são mostrados na figura 3.6, sendo as curvas o resultado dos ajustes. É claro que a função ajustada não satisfaz todo o intervalo de  $x_F$ , sendo válida apenas para baixos valores ( $x_F < 0.30$ ). Acima deste limite, a função  $a(1 - x_F)^n$  se afasta drasticamente do espectro, evidenciando que há novos efeitos que não são levados em consideração ao se fazer este tipo de comparação analítica.

Um fato curioso que surgiu quando mudamos o feixe de  $\pi^-$  para  $\Sigma^-$ , ou seja, de um feixe de méson para bárion, foi que a forma do espectro mudou radicalmente. Isto pode ser ilustrado vendo a figura 3.7. Este efeito tem uma explicação plausível. É mais viável em termos de perda de energia, produzirmos um bárion secundário oriundo de um feixe de bárions pois já existe o conteúdo de quarks apropriados. Por outro lado, é nítida a discrepância que ocorre no ajuste para alto  $x_F$ , ilustrando

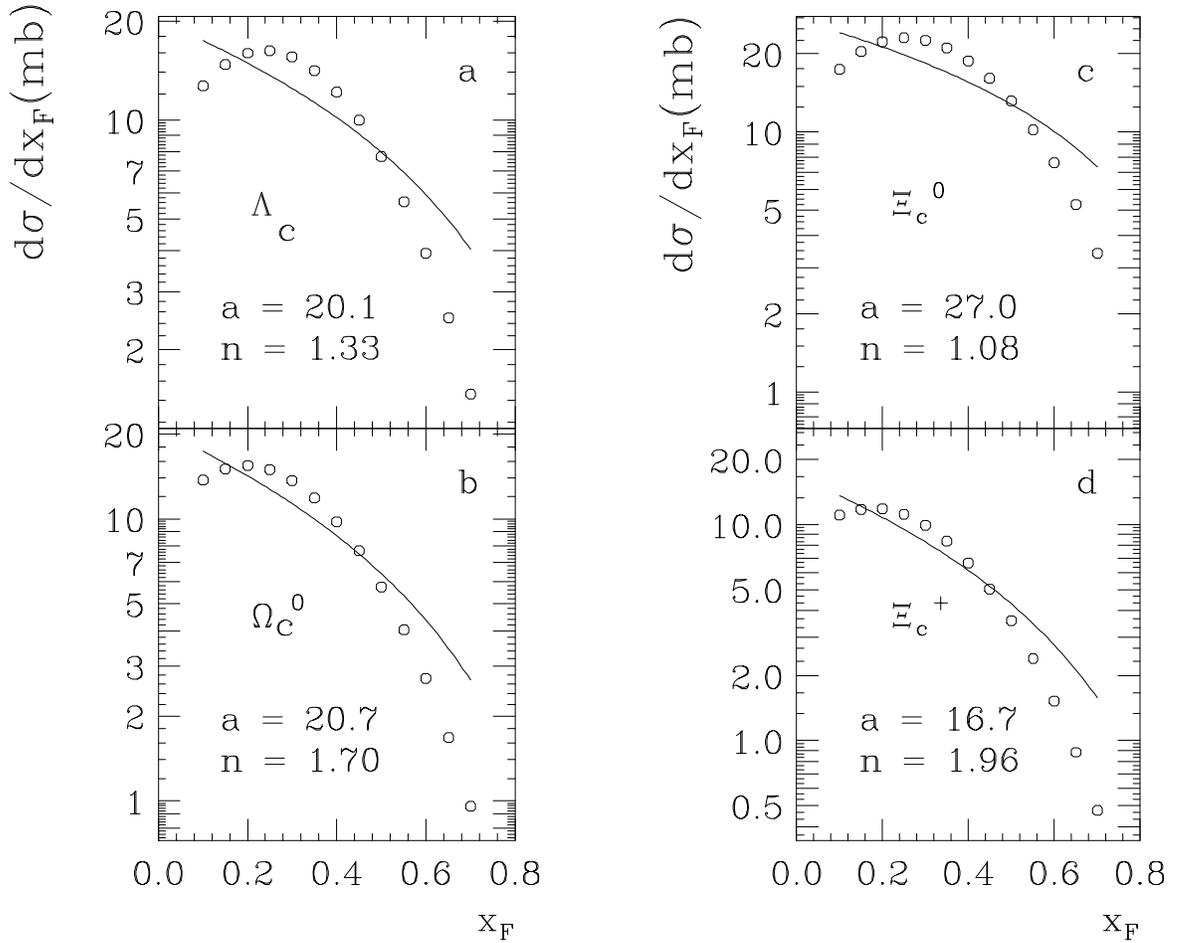


Figura 3.7: Espectro de bárions charmosos oriundos da colisão  $\Sigma^-p$  a energia de 650 GeV no laboratório, com ajuste do tipo  $a(1-x_F)^n$  (a)  $\Lambda_c$ , (b)  $\Omega_c^0$ , (c)  $\Xi_c^0$  e (d)  $\Xi_c^+$

assim, que o mecanismo de produção de bárions charmosos não pode ser descrito por uma função analítica e sim, obtida através de cálculos numéricos.

Uma característica importante que pode ser levantada neste momento é que, em se tratando de um feixe de híperon  $\Sigma^-(dds)$ , o bárion  $\Xi_c^0(csd)$  contém dois quarks em comum com o feixe, devendo, portanto, dentro do contexto de partícula liderante, possuir uma distribuição de momento diferente dos outros espectros já que estes possuem apenas 1 quark em comum, sendo os outros 2 restantes retirados do mar. Observando o gráfico 3.7(c) vimos que a seção de choque tem uma queda mais amena para alto  $x_F$  em comparação com os outros espectros mostrados, que tem as formas mais parecidas devido a razões já explicadas.

A seguir, mostramos a tabela 3.2 que contém, os parâmetros ajustados da função para este sistema.

Tabela 3.2: Valores dos parâmetros da função  $a(1-x_F)^n$  para bárions a energia de 650 GeV

Partícula	Feixe	$a$	$n$
$\Lambda_c$	$\pi^-$	2.08	5.11
	$\Sigma^-$	20.1	1.33
$\Xi_c^0$	$\pi^-$	1.80	4.87
	$\Sigma^-$	27.0	1.08
$\Xi_c^+$	$\pi^-$	1.89	4.98
	$\Sigma^-$	16.7	1.96
$\Omega_c^0$	$\pi^-$	1.66	4.77
	$\Sigma^-$	20.8	1.70

### 3.4 Previsão para o LHC

Nesta seção apresentaremos a previsão dada pelo modelo para a produção de mésons  $D_s$  no LHC (Large Hadron Collider).

O LHC é um acelerador de partículas do tipo *collider*, com dois feixes de prótons sendo que cada um tem um momento de 7 TeV/c. Este acelerador é um projeto do CERN e utilizará o túnel já existente que

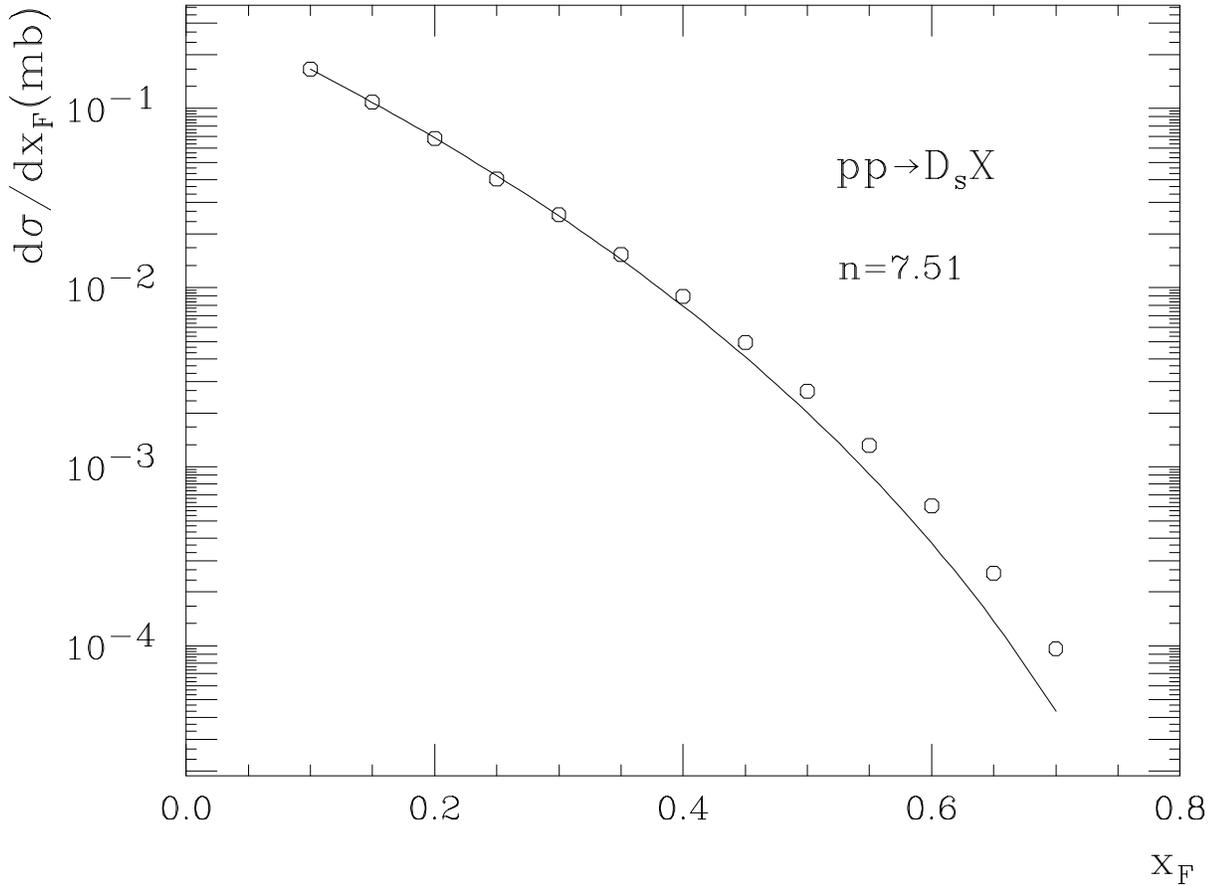


Figura 3.8: *Espectro de mésons  $D_s$  oriundos da colisão  $pp$  a energia de 14 TeV no c.m., com ajuste do tipo  $a(1 - x_F)^n$*

hoje abriga o *collider* LEP. Notamos neste caso que o ajuste padrão é bastante razoável. Apresentamos aqui apenas o caso da produção do  $D_s$ , pelo interesse que este méson apresenta como uma possível fonte de neutrinos [33] do  $\tau$  no LHC, através do decaimento  $D_s \rightarrow \tau \nu_\tau$  e graças a sua seção de choque elevada como mostrado na figura 3.8.

# Capítulo 4

## Conclusão

Cálculos perturbativos baseados em expansões da constante de acoplamento forte da QCD não são aplicados a processos com baixos momentos transferidos. Entretanto, a lagrangiana de QCD também contém os parâmetros  $N_c$  e  $N_f$ , que são o número de cores e de sabor respectivamente. Expansões a grande  $N$  da QCD promove o surgimento de uma classificação topológica dos gráficos. Tal expansão topológica, quando implementada com conceitos de dualidade, unitariedade, comportamento de Regge e estrutura partônica dos hádrons, fornece a motivação para o modelo de String Quark Gluon, que foi exaustivamente utilizado neste trabalho. Procuramos mostrar as evidências de que este modelo pode quantitativamente descrever as características mais importantes de um processo de produção de multipartículas em colisões hadrônicas.

A inclusão de trocas de Pomerons durante o processo de criação de quarks charmosos permite obter previsões bastante razoáveis do espectro final das partículas. É nítido que há dois processos físicos diferentes ao se estudar os produtos de uma reação a baixo e a alto  $x_F$ . No caso de baixo  $x_F$ , a QCD perturbativa dá conta em descrever o espectro obtido experimentalmente, mas falha ao prever os resultados quando se pretende estudar processos a baixo  $p_T$ . O modelo detalhado aqui, baseado em conceitos de QCD não-perturbativa, consegue descrever os resultados para produção de multipartículas em colisões hadrônicas.

Através das nossas previsões teóricas, também conseguimos enxergar o efeito de partícula liderante, tanto para espectros de mésons quanto

de bárions. No caso de produção de bárions, notamos que a forma da distribuição de momento longitudinal muda bastante ao trocar de um feixe de mésons para bárions. Conseguimos também obter a característica da assimetria que é um efeito comprovado experimentalmente mas não previsto pela QCD perturbativa.

Assim, esperamos que com a FERMILAB E781, consigamos obter dados de qualidade para que possamos comprovar (ou não!) o modelo em estudo.

A continuidade deste trabalho será a participação completa na E781, desde a construção de um dos detetores (*drift chambers*) que serão utilizados para a tomada de dados, à tomada de dados propriamente dita e por fim, à análise dos dados experimentais, confrontando-os diretamente com as nossas previsões, obtidas neste estágio do estudo de produção de bárions charmosos a fim de que finalmente possamos entender mais sobre o seu mecanismo.

# Apêndice A

## Teorema Ótico

Das propriedades de unitariedade da matriz de espalhamento podemos extrair um teorema importante para as amplitudes de espalhamento, o Teorema Ótico. É isto que queremos relembrar neste apêndice e generalizar para processos inclusivos.

No começo dos anos 70's o estudo de processos inclusivos dominou na física de interação hadrônica. A altas energias o estado final é bem complicado pois há produção de várias partículas numa colisão, algumas das quais não sendo detetadas pelos detetores estabelecidos. Então, tornou-se comum medir a seção de choque de partícula única (inclusiva), por exemplo, para uma reação que tenha o seguinte tipo de processo (figura A.1):  $A + B \rightarrow C + X$ , onde  $C$  é a partícula observada e  $X$  representa todo o resto que pode ter sido produzido mas não foi observado. A distribuição deste processo de partícula única é definido por:

$$f(AB \rightarrow CX) \equiv E_c \frac{d^3\sigma}{dp_c^3} = \frac{E_c}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dp_L dp_T^2} \quad (\text{A.1})$$

onde  $d^3\sigma/dp_c^3$  é a seção de choque diferencial (isto é, a probabilidade por unidade de fluxo incidente) para detetar a partícula  $C$  dentro do elemento de volume do espaço de fase  $d^3p_c$ .  $E_c$  é incluído para assegurar a invariância de Lorentz;  $p_L$  e  $p_T$  são as componentes de  $\mathbf{p}_c$  na direção longitudinal e transversal ao feixe respectivamente.

Tais reações são descritas por três variáveis cinemáticas indepen-

Figura A.1: *Variáveis cinemáticas para  $A + B \rightarrow C + X$ , onde  $X$  representa todas as outras partículas produzidas.*

dentes:

$$\begin{aligned} s \equiv (p_A + p_B)^2 &= (E_A + m_B, p_L)^2 \\ &= m_A^2 + m_B^2 + 2m_B E_L \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

$$\begin{aligned} t \equiv (p_A - p_C)^2 &= m_A^2 + m_C^2 - 2p_A p_C \\ &= m_A^2 + m_B^2 - 2E_A E_C + 2|p_A||p_C|\cos\theta \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

$$M^2 = (p_A + p_B - p_C)^2 \quad (\text{A.4})$$

onde  $p_A$  é o 4-momento da partícula  $A$  (similar para a partícula  $C$ ),  $\theta$  é o ângulo de espalhamento no referencial do centro de massa e  $M^2$  representa o quadrado da massa perdida.

O maior estímulo para o estudo das reações inclusivas foi a previsão de Feynman que a seção de choque seria uma função de duas variáveis<sup>1</sup>  $x$  e  $p_T$  e não da energia  $\sqrt{s}$  diretamente. Na discussão dos processos inclusivos é útil termos uma generalização do teorema ótico. Vamos, então, relembrar as diretrizes básicas do Teorema Ótico o qual relaciona, via unitariedade, a seção de choque total ( $A + B \rightarrow X$ ) à parte imaginária da amplitude de espalhamento para frente. Sabemos da matriz de espalhamento que:

$$S^\dagger S = 1 \quad (\text{A.5})$$

e que

$$S = 1 + iR \quad (\text{A.6})$$

---

<sup>1</sup>Variável adimensional definida como  $x \equiv p_L/p$ , que mede, no referencial do centro de massa, a fração de momento do feixe ( $p$ ) que está contido na componente do momento longitudinal ( $p_L$ ) da partícula detetada.

então substituindo A.5 em A.6, teremos que

$$(1 - \imath R^\dagger)(1 + \imath R) = 1 \quad (\text{A.7})$$

$$1 - \imath(R^\dagger - R) + R^\dagger R = 1 \quad (\text{A.8})$$

$$R^\dagger R = \imath(R^\dagger - R) \quad (\text{A.9})$$

$$(\text{A.10})$$

Agora, escrevendo a amplitude de espalhamento, teremos que:

$$\langle AB|R^\dagger R|AB \rangle = \imath \langle AB|(R^\dagger - R)|AB \rangle \quad (\text{A.11})$$

$$\langle AB|R^\dagger R|AB \rangle = \imath[\langle AB|R^\dagger|AB \rangle - \langle AB|R|AB \rangle] \quad (\text{A.12})$$

$$(\text{A.13})$$

Inserindo no lado esquerdo da equação a soma de todos os estados possíveis que podem ser obtidos através deste espalhamento ( $\sum_n |n \rangle \langle n| = 1$ ), teremos então:

$$\imath[\langle AB|R^\dagger|AB \rangle - \langle AB|R|AB \rangle] = \sum_n \langle AB|R^\dagger|n \rangle \langle n|R|AB \rangle \quad (\text{A.14})$$

$$= \underbrace{\sum_n |\langle AB|R|n \rangle|^2}_{\sim \sigma_{Tot}} \quad (\text{A.15})$$

Agora, do lado esquerdo sabendo que  $\langle AB|R|AB \rangle^\dagger = \langle AB|R^\dagger|AB \rangle$ , identificamos que é exatamente a parte imaginária da amplitude de espalhamento, ou seja

$$\sigma_{Tot}(AB \rightarrow X) = \frac{1}{s} \text{Im}A(AB \rightarrow AB) \quad (\text{A.16})$$

cuja representação pictórica é mostrada na figura A.2.

A seção de choque total é muito complicada pois envolve a soma das seções de choque de muitas partículas, cada uma com sua própria dependência de energia.

O teorema ótico generalizado relaciona a seção de choque de  $n$ -partículas a uma apropriada descontinuidade em  $M^2$  da amplitude de espalhamento para frente. Por exemplo, para um processo que envolve

Figura A.2: *Representação pictórica do teorema ótico, o qual relaciona a seção de choque total  $AB$  com a parte imaginária da amplitude de espalhamento elástica para frente do processo  $AB$*

Figura A.3: *Representação pictórica do Teorema Ótico de Mueller*

3 corpos:

$$f \equiv E_c \frac{d\sigma}{d^3p_c}(A + B \rightarrow C + X) = \frac{1}{2} \text{Disc}_{M^2} A(AB\bar{C} \rightarrow AB\bar{C}) \quad (\text{A.17})$$

cuja representação pictórica é dada na figura A.3.

Esta generalização não é nada direta, pois já que  $C$  é uma partícula saindo, nós não estamos na região física do processo elástico  $AB\bar{C} \rightarrow AB\bar{C}$ . Para isso, precisamos fazer uma delicada continuação analítica da amplitude de 3 corpos para a região física de  $AB \rightarrow C + X$ . Esta continuação tem sido justificada em teoria de campos. Aqui encontra-se a importância do teorema ótico de Mueller: podemos obter o comportamento da reação inclusiva, de uma maneira teórica muito mais simples, da amplitude de espalhamento elástica a 3 corpos. Este resultado teve grande importância na aplicação da teoria de Regge aos processos inclusivos.

# Apêndice B

## Funções de Fragmentação e de Distribuição

Neste apêndice estamos interessados em mostrar as funções de distribuição e de fragmentação utilizadas no trabalho assim como os valores dos parâmetros do modelo que foram utilizados na simulação, que são obtidos através dos dados experimentais existentes em produção de partícula chamosa, como já foi explicado no capítulo 2.

A função  $\varphi_n(\xi, y)$  é escrita como uma convolução das funções de distribuição e de fragmentação tendo como expressão final para interação do tipo  $\pi p$  a seguinte forma:

$$\begin{aligned}\varphi_n(\xi, y) = & a^h \left( F_{\bar{q}_v}^{h(n)}(x_+) F_{q_v}^{h(n)}(x_-) + F_{q_v}^{h(n)}(x_+) F_{\bar{q}_v}^{h(n)}(x_-) \right. \\ & \left. + 2(n-1) F_{q_{mar}}^{h(n)}(x_+) F_{q_{mar}}^{h(n)}(x_-) \right)\end{aligned}\quad (\text{B.1})$$

e para interações do tipo bárion-próton

$$\begin{aligned}\varphi_n(\xi, y) = & a^h \left( F_{qq}^{h(n)}(x_+) F_{q_v}^{h(n)}(x_-) + F_q^{h(n)}(x_+) F_{qq}^{h(n)}(x_-) \right. \\ & \left. + 2(n-1) F_{q_{mar}}^{h(n)}(x_+) F_{q_{mar}}^{h(n)}(x_-) \right)\end{aligned}\quad (\text{B.2})$$

onde  $x_{\pm} = \frac{1}{2}(\sqrt{x_{\perp}^2 + x^2} \pm x)$

As funções  $f_i^h(x, n)$  ( $i = q_v, \bar{q}_v, qq, q_{mar}$ ) em B.1 e B.2 descrevem as convoluções dos quarks de valência, mar, antiquarks e diquarks. Elas representam a convolução das funções de distribuição de momento ( $u_i(x, n)$ ) do quark/diquark nos hádrons incidentes e da função de fragmentação

$(G_i^h(x, n))$  em um hádron  $h$ .

$$F_{q_v}^h(n)(x_{\pm}) = \int_{x_{\pm}}^1 dx_1 u_q(x_1) G_q^h\left(\frac{x_{\pm}}{x_1}\right) \quad (\text{B.3})$$

A contribuição do projétil depende da variável  $x_+$  e do alvo da variável  $x_-$ .

A seguir serão mostradas as funções de distribuição e de fragmentação, escritas de acordo com as regras de contagem do modelo em questão e que foram utilizadas para este trabalho.

## B.1 Funções de distribuição dos quarks e diquarks no alvo e no projétil

As funções de distribuição dos quarks e diquarks do hádron  $h$  são parametrizadas na forma padrão

$$u_i^h(x, n) = C_0 x^{-\alpha_R} (1-x)^{\beta-1} \quad (\text{B.4})$$

onde  $\beta = 1 + \alpha_R(0) - 2\alpha_N(0)$ . Os valores de  $\alpha_R(0)$  e de  $\alpha_N(0)$  podem ser expressados em termos dos interceptos da trajetórias de Regge e são apresentados na tabela 1.

Por definição,  $u_i(x)dx$  é a probabilidade para um dado *string* carregar uma fração  $x$  do momento do hadron inicial. Sendo assim, a integral sobre todo  $x$  é unitária

$$\int_0^1 u(x)dx = 1. \quad (\text{B.5})$$

Sendo assim, mostramos a seguir o conjunto das funções de distribuição utilizadas.

### 1. $p( uud )$

$$\begin{aligned} u_{uu}(x, n) &= C_{uu} x^{\alpha_R - 2\alpha_B + 1} (1-x)^{-\alpha_R + n - 1}, \\ u_{ud}(x, n) &= C_{ud} x^{\alpha_R - 2\alpha_B} (1-x)^{-\alpha_R + n - 1}, \\ u_u(x, n) &= C_u x^{-\alpha_R} (1-x)^{\alpha_R - 2\alpha_B + n - 1}, \\ u_d(x, n) &= C_d x^{-\alpha_R} (1-x)^{\alpha_R - 2\alpha_B + n}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
u_{\bar{u}}(x, n) &= C_{\bar{u}} x^{-\alpha_R} [(1 + \delta/2)(1 - x)^{\alpha_R - 2\alpha_B + n - 1} (1 - x/3) - \\
&\quad \delta(1 - x)^{2\alpha_R - 2\alpha_B + n - 1}], \\
u_{\bar{d}}(x, n) &= u_{\bar{u}}(x, n), \\
u_{\bar{s}}(x, n) &= C_{\bar{s}} x^{-\alpha_R} (1 - x)^{2\alpha_R - 2\alpha_B + n - 1},
\end{aligned}$$

## 2. $\pi^-(\bar{u}d)$

$$\begin{aligned}
u_{\bar{u}}(x, n) &= u_d(x, n) = C_{\bar{u}} x^{-\alpha_R} (1 - x)^{-\alpha_R + n - 1}, \\
u_{\bar{d}}(x, n) &= u_u(x, n) = C_{\bar{d}} x^{-\alpha_R} (1 - x)^{-\alpha_R + n - 1} \\
&\quad [1 - \delta\sqrt{1 - x}], \\
u_{\bar{s}}(x, n) &= C_{\bar{s}} x^{-\alpha_R} (1 - x)^{n - 1}.
\end{aligned}$$

## 3. $\Sigma^-(dds)$

$$\begin{aligned}
u_{dd}(x, n) &= C_{dd} x^{\alpha_R - 2\alpha_B + 1} (1 - x)^{-\alpha_R + n - 1}, \\
u_{ds}(x, n) &= C_{ds} x^{\alpha_R - 2\alpha_B} (1 - x)^{-\alpha_R + n - 1}, \\
u_d(x, n) &= C_d x^{-\alpha_R} (1 - x)^{\alpha_R - 2\alpha_B + n - 1}, \\
u_s(x, n) &= C_s x^{-\alpha_R} (1 - x)^{\alpha_R - 2\alpha_B + n}, \\
u_{\bar{d}}(x, n) &= C_{\bar{d}} x^{-\alpha_R} [(2 + \delta)(1 - x)^{\alpha_R - 2\alpha_B + n - 1} (1 - x/3) - \\
&\quad \delta(1 - x)^{2\alpha_R - 2\alpha_B + n - 1}], \\
u_{\bar{s}}(x, n) &= u_{\bar{d}}(x, n), \\
u_{\bar{u}}(x, n) &= C_{\bar{u}} x^{-\alpha_R} (1 - x)^{2\alpha_R - 2\alpha_B + n - 1},
\end{aligned}$$

Onde  $\alpha_R = \alpha_R(0) \simeq 0.5$  e  $\alpha_B = \alpha_B(0) \simeq -0.5$  são os parâmetros das trajetórias de Regge e  $\delta = 0.2$  é a probabilidade relativa de achar quarks estranhos no mar.

## B.2 Funções de fragmentação dos quarks e diquarks em hádrons charmosos

As funções de fragmentação são dependentes, como já foi explicado no capítulo 2, de  $\alpha_\psi(0)$ <sup>1</sup>.

De uma maneira em geral, tanto para fragmentação de quarks quanto para diquarks, as funções possuem, na região de  $x \rightarrow 1$ , o fator universal

$$F_1(x) = (1 - x)^{\lambda - \alpha_\psi(0)} \quad (\text{B.6})$$

Este termos será mais ou menos usado dependendo se o objeto  $i$  em consideração (quark, diquark como um todo ou apenas uma parte dele) entra no processo de produção do hádron final  $h$  (neste caso estamos tratando de uma fragmentação favorecida). Caso contrário estamos tratando de uma fragmentação desfavorecida. Sendo assim, as funções utilizadas neste trabalho para a fragmentação de quarks e diquarks em estados mesônicos e hadrônicos são as seguintes:

### 1. Produção de mésons $D$

$$\begin{aligned} G_u^{\overline{D^0}} &= G_d^{D^-} = a_0(1 - z)^{\lambda - \alpha_\psi(0)}(1 + a_1 z^2), \\ G_u^{D^-} &= G_u^{D^+} = G_u^{D^0} = G_d^{D^+} = G_d^{D^0} = G_d^{\overline{D^0}} = a_0(1 - z)^{1 + \lambda - \alpha_\psi(0)}, \\ G_{uu}^{D^+} &= G_{uu}^{D^-} = G_{uu}^{D^0} = G_{ud}^{D^+} = G_{ud}^{D^0} = a_0(1 - z)^{3 + \lambda - \alpha_\psi(0)}, \\ G_{uu}^{\overline{D^0}} &= a_0(1 - z)^{2 + \lambda - \alpha_\psi(0)}(1 + a_2 z^2), \\ G_{ud}^{\overline{D^0}} &= a_0(1 - z)^{2 + \lambda - \alpha_\psi(0)}(1 - z + a_2 z^2/2), \end{aligned}$$

Para a produção de bárions charmosos há duas contribuições diferentes: a primeira corresponde a produção central e a segunda está ligada ao uma direta fragmentação do bárion incidente em uma partícula charmosa com conservação do vértice de cor. Para incluir estes termos devemos adicioná-los,  $f_{qq2}(x_+, n)$  e  $f_{qq2}(x_-, n)$ , sem multiplicá-los pelos fatores  $f_q(x_+, n)$  e  $f_q(x_-, n)$ , como explicado na teoria. Sendo assim, as funções de fragmentação para os bárions charmosos terão termos a

---

<sup>1</sup>Lembrando que esta quantidade significa a intersecção da trajetória contendo os quarks  $c\bar{c}$

mais, que, por convenção, adotou-se o índice 2 para estes novos conjuntos de funções e encontram-se a seguir.

## 2. Produção de bárion charmoso $\Lambda_c(cud)$

$$\begin{aligned}
G_{uu}^{\Lambda_c} &= G_{ud}^{\Lambda_c} = a_{01}(1-z)^{6+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_u^{\Lambda_c} &= G_d^{\Lambda_c} = a_{01}(1-z)^{2+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_{\bar{u}}^{\Lambda_c} &= G_{\bar{d}}^{\Lambda_c} = G_u^{\Lambda_c}(1-z), \\
G_{uu2}^{\Lambda_c} &= a_{02}z^2(1-z)^{1+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_{ud2}^{\Lambda_c} &= a_{02}z^2(1-z)^{\lambda-\alpha_\psi(0)},
\end{aligned}$$

## 3. Produção de bárion charmoso $\Xi_c^+(cus)$

$$\begin{aligned}
G_{ud}^{\Xi_c^+} &= G_{dd}^{\Xi_c^+} = G_{ds}^{\Xi_c^+} = G_{uu}^{\Xi_c^+} = a_{01}(1-z)^{6+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_s^{\Xi_c^+} &= G_u^{\Xi_c^+} = a_{01}(1-z)^{2+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_{\bar{u}}^{\Xi_c^+} &= G_{\bar{d}}^{\Xi_c^+} = G_{\bar{s}}^{\Xi_c^+} = a_{01}(1-z)^{3+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_{uu2}^{\Xi_c^+} &= G_{ud2}^{\Xi_c^+} = G_{ds2}^{\Xi_c^+} = a_{02}z^2(1-z)^{1+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_{dd2}^{\Xi_c^+} &= a_{02}z^2(1-z)^{2+\lambda-\alpha_\psi(0)},
\end{aligned}$$

## 4. Produção de bárion charmoso $\Xi_c^0(csd)$

$$\begin{aligned}
G_{ud}^{\Xi_c^0} &= G_{dd}^{\Xi_c^0} = G_{ds}^{\Xi_c^0} = a_{01}(1-z)^{6+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_{uu}^{\Xi_c^0} &= a_{01}(1-z)^{7+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_s^{\Xi_c^0} &= G_d^{\Xi_c^0} = a_{01}(1-z)^{2+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_{\bar{u}}^{\Xi_c^0} &= G_{\bar{d}}^{\Xi_c^0} = G_{\bar{s}}^{\Xi_c^0} = G_u^{\Xi_c^0} = a_{01}(1-z)^{3+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_{uu2}^{\Xi_c^0} &= a_{02}z^2(1-z)^{2+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_{ud2}^{\Xi_c^0} &= a_{02}z^2(1-z)^{1+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_{ds2}^{\Xi_c^0} &= a_{02}z^2(1-z)^{\lambda-\alpha_\psi(0)},
\end{aligned}$$

## 5. Produção de bárion charmoso $\Omega_c^0(css)$

$$\begin{aligned}
G_{ds}^{\Omega_c^0} &= a_{01}(1-z)^{6+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_{uu}^{\Omega_c^0} &= G_{ud}^{\Omega_c^0} = G_{dd}^{\Omega_c^0} = a_{01}(1-z)^{6+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_s^{\Omega_c^0} &= a_{01}(1-z)^{2+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_u^{\Omega_c^0} &= G_{\bar{u}}^{\Omega_c^0} = G_d^{\Omega_c^0} = G_{\bar{d}}^{\Omega_c^0} = G_{\bar{s}}^{\Omega_c^0} = a_{01}(1-z)^{3+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_s^{\Omega_c^0} &= a_{01}(1-z)^{2+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_{uu2}^{\Omega_c^0} &= G_{ud2}^{\Omega_c^0} = G_{dd2}^{\Omega_c^0} = a_{02}z^2(1-z)^{1+\lambda-\alpha_\psi(0)}, \\
G_{ds2}^{\Omega_c^0} &= a_{02}z^2(1-z)^{2+\lambda-\alpha_\psi(0)},
\end{aligned}$$

Como já foi explicado no capítulo 2, as constantes são determinadas experimentalmente e, os valores mais aceitos atualmente e que foram utilizados no presente trabalho são:

$$\begin{aligned}
\lambda &= 0.5 \\
a_0 &= 0.02 \\
a_{01} &= 0.016 \\
a_{02} &= 2.0 \\
a_1 &= 20.0
\end{aligned}$$

Na tabela B.1 mostraremos os valores das constantes utilizadas, para cada tipo de feixe.

Aqui vale ressaltar que as constantes  $\gamma$  e  $R$  estão ligadas ao tipo de sistema, já que  $\gamma$  controla a magnitude da seção de choque total e  $R$  com o tamanho do hádron.

No caso da constante  $\gamma$  é natural esperarmos que  $\gamma_{\Sigma p} \approx \gamma_{pp}$ , já que estamos tratando de bárions. Para altas energias, sabemos que, pelo modelo de quark aditivo

$$\frac{\gamma_{pp}}{\gamma_{\pi p}} \approx \frac{3}{2}$$

Tabela B.1: Valores das constantes utilizadas para cada tipo de feixe,  $\pi^-$ ,  $\Sigma^-$

	$\pi^-$	$\Sigma^-$
$\Delta$	0.139	0.139
$\alpha'(GeV^{-2})$	0.21	0.21
$\gamma(GeV^{-2})$	1.07	1.77
$R^2(GeV^{-2})$	2.48	3.18
$C$	1.65	1.5
$\delta$	0.2	0.2
$\alpha_\psi(0)$	-2.2	-2.2

e de fato temos que pelos dados da literatura [11],  $\gamma_{pp} = 1.77$  e  $\gamma_{\pi p} = 1.07$ . Fazendo a razão destas constantes, chegamos exatamente a esta proporção.

No caso da equação 2.19, são necessárias as constantes  $\gamma$  e  $R_{pp}^2, R_{\pi p}^2$  e  $R_{\Sigma p}^2$ . Novamente, esperamos que

$$R_{\Sigma p}^2 \approx R_{pp}^2 > R^2 \pi p$$

Já que  $R_{pp}^2 = 3.18 GeV^{-2}$  e lembrando que  $1 GeV^{-2} = 0.39 \times 10^{-27} cm^2$ , então,  $R_{pp} = 3.5 \times 10^{-13} cm$ . Então  $R_{\Sigma p} \approx R_{pp}$  é mais que razoável.

Prosseguindo, mostraremos as tabelas B.2 referindo-se aos valores, para cada energia utilizada no trabalho, das funções mostradas no capítulo 2 relativas as equações 2.17, 2.18, 2.19 que foram vitais para se fazer os cálculos das distribuições mostradas no capítulo 3.

Para o caso de próton no LHC, a energia de 7 TeV, o conjunto de valores usados foram:

Energia (TeV)	7.0
$\sqrt{s}$	114.59
$\sigma_p(mb)$	64.66
$\xi$	9.48
$z$	3.84

Tabela B.2: Resultados calculados das funções  $\sigma_p, \xi$  e  $z$  para as energias de  $E_{lab} = 250, 650 \text{ GeV}$ , utilizando feixes de  $\pi^-$  e de  $\Sigma^-$ .

**Feixe de  $\pi^-$**

Energia (GeV)	250	650
$\sqrt{s}$	21.66	34.92
$\sigma_p(mb)$	24.60	28.09
$\xi$	6.15	7.106
$z$	2.201	2.387

**Feixe de  $\Sigma^-$**

Energia (GeV)	250	650
$\sqrt{s}$	21.66	34.92
$\sigma_p(mb)$	40.69	46.47
$\xi$	6.15	7.106
$z$	2.792	3.052

# References

- [1] G. A. Alves, J. A. Appel *et al.* Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 6.
- [2] E. M. Levin *et al.* Yad.Fiz. **53** (1991) 1059.
- [3] G. Altarelli *et al.* Nucl. Phys. **B308** (1988) 724.
- [4] P. Nason, S. Dawson, R. Ellis. Nucl Phys. **B303** (1988) 607.
- [5] *Proceedings of the Twentieth International Conference on High Energy Physics, Madison, 1980, p.1470; F.Halzen, Proceedings of the Twenty-first International Conference on High Energy Physics, Paris, 1982.*
- [6] B. Andersson *et al.* Phys. Rep. **100** (1982) 1.
- [7] T. J. Sjöstrand Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347; T. J. Sjöstrand e M. Bengtsson Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 367; T. Sjöstrand e H. H. Bengtsson Comp. Phys. Comm. **46** (1987) 43.
- [8] G. T'Hoof Nucl. Phys. **B72** (1974) 461.
- [9] G. Veneziano Nucl. Phys. **B117** (1976) 512; Phys. Lett. **B52** (1974) 220.
- [10] A. B. Kaidalov e K. A. Ter-Martirosyan, Sov. J. Nucl. Phys. **39** (1984) 1545.
- [11] A. B. Kaidalov, O. I. Piskunova Z. Phys.C **30** (1986) 145; A. B. Kaidalov, O. I. Piskunova Yad. Fiz. **41** (1985) 1278; Yu. M. Shabelski Yad. Fiz. **44** (1986) 186; Yu. M. Shabelski Z. Phys. C **38** (1988) 569.
- [12] S. J. Brodsky, C. Peterson and N. Sakai, Phys. Rev. **D23** (1981) 2745.

- [13] V. Barger and R. J. N. Phillips, Phys. Rev. **D12** (1975) 2623; F. Halzen, W. Y. Keung e D. M. Scott, Phys. Rev. **D 27** (1983) 1631.
- [14] L. Cifarelli, E. Eskut, Yu. M. Shabelski Nuovo Cimento **A106** (1993) 389.
- [15] G. I. Lykasov, M. N. Sergeenko Yad. Fiz **55** (1992) 317; Yu. M. Shabelski Yad. Fiz **55** (1992) 2512; O. I. Piskunova Yad. Fiz **56** (1993) 176; A. B. Kaidalov, O. I. Piskunova Yad. Fiz **43** (1986) 1545; K. G. Boreskov, A. B. Kaidalov Yad. Fiz. **43** (1986) 174.
- [16] M. S. Dubovikov e K. A. Ter-Martirosyan, Preprint ITEP-37, 1976; M. S. Dubovikov *et al.*, Nucl. Phys. **B 123** (1977) 147.
- [17] V. A. Abramovskii, V. N. Gribov e O. V. Kancheli, Yad. Fiz. **18** (1973) 595 [Sov. J. Nucl. Phys. **18** (1974) 308].
- [18] P. E. Volkovitskii *et al.*, Yad. Fiz. **24** (1976) 1237 [Sov. J. Nucl. Phys. **24** (1977) 648].
- [19] K. A. Ter-Martirosyan, Phys. Lett. **B44** (1973) 377; Ann. of Phys. **24** (1963) 118.
- [20] A. B. Kaidalov e K. A. Ter-Martirosyan, Sov. J. Nucl. Phys. **40** (1984) 1.
- [21] P. D. B. Collins, A. D. Martin, R. H. Dalitz, *Graduate Student Series in Physics - Hadron Interactions*, Adam Hilger LTD, Bristol (1984).
- [22] P. D. B. Collins, *Introduction to Regge Theory and Energy Physics*, Cambridge University Press (1977).
- [23] A. Sommerfeld *Partial Differential Equations in Physics* (New York: Academic) (1949).
- [24] P. V. Landshoff The Two Pomerons HEP/9410250.
- [25] R. Blankenbecler e S. J. Brodsky Phys. Rev. **D12** (1974) 2973.
- [26] J. F. Gunion Phys. Lett. **B88** (1979) 150.

- [27] M. E. Hehl *Linguagem de Programação Estruturada FORTRAN 77*, McGraw-Hill (1987).
- [28] W. H. Press, S. A. Teukolsky *Numerical Recipes in FORTRAN* (1992).
- [29] Physics Analysis Workstation - CERN Library (1994).
- [30] Colaboração ACCMOR, S. Barlag *et al.*, Z. Phys. C **49** (1991) 555.
- [31] Colaboração E769, G. A. Alves *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3147.
- [32] J. A. Appel, Ann. Rev. Nucl. Sci. **42** (1992) 367.
- [33] A.De Rújula, E.Fernández and J.J.Gómez-Cadenas, Nucl.Phys. **B405** (1993) 80.